

РЕЗОНАНСНЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЁТКИ ДЛЯ ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ОТРАЖЕНИИ

Головастиков Н.В., Быков Д.А., Досколович Л.Л., Сойфер В.А.

Институт систем обработки изображений РАН,

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва
(национальный исследовательский университет)

Аннотация

Рассмотрено дифференцирование оптических импульсов при отражении с помощью резонансных дифракционных решёток. Показано, что для дифференцирования при отражении следует использовать субволновые диэлектрические решётки с плоскостью симметрии, параллельной плоскости решётки. Предложен критерий оптимизации для расчёта параметров дифференцирующей решётки. Приведены результаты расчета решёток для дифференцирования пикосекундных импульсов при отражении, обеспечивающих различные соотношения между точностью дифференцирования и энергией отражённого импульса.

Ключевые слова: резонансные решётки, оптическое дифференцирование, дифференцирование при отражении.

Введение

Оптические элементы для дифференцирования временных оптических сигналов представляют большой интерес для широкого спектра приложений, включающего сверхбыструю оптическую обработку информации, оптические вычисления, оптическое распознавание и кодирование, формирование временных импульсов заданной формы [1, 2]. Под дифференцированием оптического импульса понимается дифференцирование огибающей импульса.

Для дифференцирования импульсов были предложены различные варианты брэгговских решёток [2–9]. При этом операция дифференцирования может быть выполнена как при пропускании, так и при отражении. Для дифференцирования при пропускании используются длиннопериодные волоконные решётки (в англоязычной литературе – long-period fiber gratings) [2–5], а также брэгговские структуры с апериодической модуляцией показателя преломления [8, 9]. Для дифференцирования при отражении используются брэгговские решётки с дефектами [6, 7]. Общим недостатком брэгговских структур является их относительно большой продольный размер, составляющий от десятков микрон до сантиметров [2–9].

В работах [10, 11] показано, что резонансные дифракционные решётки позволяют дифференцировать оптические импульсы. В [10, 11] дифференцирование осуществляется при пропускании в окрестности частот резонансов, связанных с возбуждением в решётке собственных квазиволноводных мод. С практической точки зрения важно, что резонансные дифракционные решётки, по сравнению с брэгговскими структурами, имеют значительно меньший продольный размер (~1 микрон в ближнем ИК диапазоне). В настоящей работе впервые показано, что резонансные дифракционные решётки позволяют выполнить операцию дифференцирования оптического импульса при отражении.

Дифракция импульса на дифракционной решётке

Рассмотрим оптический импульс с центральной частотой ω_0 и огибающей $P(t)$, распространяющийся по оси Oz . Амплитуда импульса имеет вид:

$$E(z, t) = \exp(ik(\omega_0)z - i\omega_0 t) P(t - z/v_g) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega - \omega_0) \exp(ik(\omega)z - i\omega t) d\omega, \quad (1)$$

где функция $E(z, t)$ представляет в зависимости от поляризации x - или y -компоненту электрического поля, $k(\omega) = \sqrt{\epsilon} \omega/c$ — волновое число, $v_g = c/\sqrt{\epsilon}$ — групповая скорость, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, $G(\omega)$ — спектр огибающей импульса. Дисперсия материала в дальнейшем не учитывается. Огибающая импульса $P(t)$ может быть представлена через спектр импульса $G(\omega)$ в виде:

$$P(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (2)$$

Соответственно, производная огибающей (2) n -го порядка имеет вид:

$$\frac{d^n P(t)}{dt^n} = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) (-i\omega)^n \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (3)$$

Пусть импульс нормально падает на дифракционную решётку (рис. 1). Огибающая отражённого импульса в 0-ом порядке дифракции имеет вид:

$$P_{\text{ref}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega + \omega_0) G(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (4)$$

где $R(\omega)$ — комплексный коэффициент отражения (комплексная амплитуда 0-го отражённого порядка дифракции) как функция частоты.

Разложив $R(\omega)$ в ряд Тейлора в окрестности ω_0 , получим из (3), (4) огибающую отражённого импульса в виде:

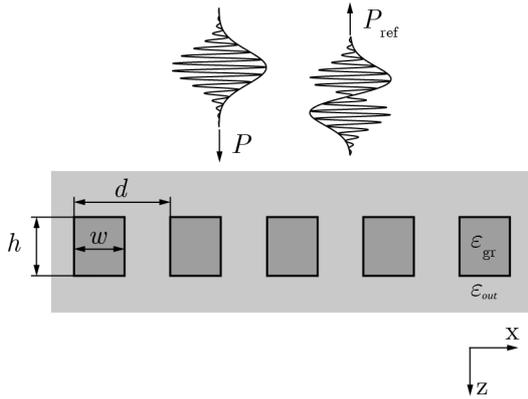


Рис. 1. Геометрия решётки

$$P_{ref}(t) = R(\omega_0)P(t) + \frac{i}{1!}R'(\omega_0)P'(t) + \frac{i^2}{2!}R''(\omega_0)P''(t) + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \left. \frac{d^n R(\omega)}{d\omega^n} \right|_{\omega=\omega_0} \frac{d^n P(t)}{dt^n}. \quad (5)$$

Формула (5) представляет огибающую отражённого импульса в виде линейной комбинации производных огибающей падающего импульса. Согласно (5), если коэффициент отражения решётки имеет вид

$$R(\omega) \sim -i(\omega - \omega_0), \quad |\omega - \omega_0| < \Omega, \quad (6)$$

где Ω — спектральная ширина импульса, то $P_{ref}(t) \sim P'(t)$, то есть решётка будет выполнять дифференцирование огибающей импульса. Определение конфигурации решётки и расчёт её параметров из условия получения отражения в виде (6) является сложной задачей, которая не может быть решена аналитически. Отметим, что функция отражения $R(\omega)$ зависит от геометрических параметров дифракционной решётки, таких как период, ширина и высота ступенек и т.д.

Геометрия решётки для дифференцирования импульсов в отражении

Дифракционная решётка будет осуществлять дифференцирование огибающей, если «вес» 1-го слагаемого в (5), содержащего первую производную, будет значительно больше веса остальных слагаемых. Большая величина слагаемого с номером $n=1$ достигается при резких изменениях коэффициента отражения в окрестности частоты ω_0 , обеспечивающих большую величину производной $R'(\omega_0)$. Резкие изменения спектра отражения происходят в окрестности частот волноводных резонансов, соответствующих возбуждению в решётке собственных квазиволноводных мод [12–17]. В окрестности волноводных резонансов для комплексного коэффициента отражения справедливо следующее приближённое представление [12–14, 17]:

$$R(\omega) \approx r \frac{\omega - \omega_z^R}{\omega - \omega_p}, \quad (7)$$

где r — некоторая константа (коэффициент отражения вдали от частоты резонанса), ω_p — комплексная частота собственной моды структуры, ω_z^R — комплексный ноль, соответствующий полюсу ω_p . Отметим, что в силу условия причинности $\text{Im } \omega_p < 0$.

Согласно (5), (6), решётка для дифференцирования должна иметь нулевое отражение на частоте ω_0 . Из (7) следует, что решётка может иметь нулевое отражение в окрестности резонанса при условии $\omega_z \in \mathbb{R}$. Это условие (условие действительности нуля в (7)) выполняется для субволновых диэлектрических решёток, симметричных в направлении распространения импульса (имеющих плоскость симметрии, параллельную плоскости решётки) [13, 17]. Простейшая дифракционная решётка такого типа показана на рис.1.

Рассмотрим субволновую диэлектрическую решётку, у которой существуют только нулевые распространяющиеся порядки дифракции. Обозначим $T_{ud}(\omega), R_{uu}(\omega)$ ($T_{du}(\omega), R_{dd}(\omega)$) комплексные коэффициенты пропускания и отражения при нормальном падении волны единичной амплитуды на решётку сверху (снизу). Будем предполагать, что коэффициенты пропускания и отражения определены таким образом, что квадраты их модулей соответствуют интенсивностям дифракционных порядков при единичной амплитуде падающих волн. В окрестности волноводного резонанса коэффициенты $T_{ud}(\omega), R_{uu}(\omega), T_{du}(\omega), R_{dd}(\omega)$ имеют вид, аналогичный (7). Из соотношений взаимности [17] и из симметрии решётки в направлении распространения импульса следуют следующие равенства:

$$T_{ud}(\omega) = T_{du}(\omega) = t \frac{\omega - \omega_z^T}{\omega - \omega_p}, \quad (8)$$

$$R_{dd}(\omega) = R_{uu}(\omega) = r \frac{\omega - \omega_z^R}{\omega - \omega_p}. \quad (9)$$

Поскольку решётка диэлектрическая (из непоглощающего материала), то имеет место закон сохранения энергии:

$$\begin{aligned} & |T_{ud}(\omega)I_1 + R_{dd}(\omega)I_2|^2 + \\ & + |R_{uu}(\omega)I_1 + T_{du}(\omega)I_2|^2 = |I_1|^2 + |I_2|^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где I_1, I_2 — амплитуды падающих сверху и снизу волн. Совместно решая уравнения (8)–(10), можно получить, что для невырожденных резонансов $\omega_z^R \in \mathbb{R}$ и $\omega_z^T \in \mathbb{R}$, то есть на некоторых частотах в окрестности резонанса коэффициенты отражения и пропускания всегда обращаются в ноль. Отметим, что если решётка не обладает симметрией в направлении распространения импульса, то выполняется

только условие $\omega_z^T \in \mathbb{R}$, в то время как ноль ω_z^R в общем случае является комплексным [13]. В случае наклонного падения условия действительности нулей ω_z^R, ω_z^T выполняются для решёток, имеющих одновременно плоскости симметрии, параллельные плоскости решётки и перпендикулярные ей [17]. Выводы остаются верными и при отсутствии одной из двух падающих волн.

Таким образом, для дифференцирования при отражении следует использовать субволновые диэлектрические решётки, симметричные относительно направления распространения импульса. В таких решётках может быть достигнуто нулевое отражение при частоте $\omega_0 = \omega_z$. В частности, данному условию удовлетворяют дифференцирующие при отражении брэгговские решётки с дефектом, рассмотренные в работах [6, 7]. Важно отметить, что диэлектрические решётки с плоскостью симметрии, параллельной плоскости решётки, устойчивы к технологическим погрешностям в высоте решётки. Ошибки в высоте профиля такой решётки (при сохранении симметрии) приведут только к некоторому смещению нуля отражения ω_z^R , который по-прежнему останется действительным. Это означает, что решётка будет по-прежнему дифференцировать падающий импульс, но со смещённой центральной частотой [6, 8, 18].

Расчёт дифференцирующих решёток

Рассмотрим выбор критерия оптимизации для расчёта параметров дифференцирующей решётки. Для этого оценим веса слагаемых в выходном сигнале (5). Из формул (3), (5) несложно получить следующую оценку для модуля n -ой производной:

$$\left| \frac{d^n P(t)}{dt^n} \right| \leq \Omega^n \cdot \int_{-\Omega}^{+\Omega} |G(\omega)| d\omega. \quad (11)$$

Соответственно, в качестве оценки веса n -го слагаемого в (5), содержащего производную n -го порядка, будем использовать величину

$$W_n = \frac{\Omega^n}{n!} \left| \frac{d^n R(\omega)}{d\omega^n} \right|_{\omega=\omega_0}. \quad (12)$$

В работе [11] показано, что при выполнении приближения (7) величины $W_n, n \geq 1$ образуют геометрическую прогрессию. При этом знаменатель прогрессии меньше единицы при выполнении условия $|\omega_p - \omega_0| > \Omega$. Последнее условие обеспечивает сходимость ряда Тейлора для $R(\omega_0 + \delta)$ при $|\delta| < \Omega$ и, соответственно, корректность представления (5).

Для определения параметров дифракционной решётки, формирующей первую производную, предлагается использовать следующий критерий оптимизации:

$$\chi(\mathbf{p}) = \frac{W_0 + \sum_{n=2}^{\infty} W_n}{W_1} \cdot \frac{1}{W_1^\gamma} = \frac{W_0 + (W_2^{-1} - W_1^{-1})^{-1}}{W_1^{1+\gamma}} \rightarrow \min, \quad (13)$$

где \mathbf{p} — вектор оптимизируемых параметров дифракционной решётки, $\gamma \geq 0$ — некоторая константа. В частности, для решётки на рис.1 $\mathbf{p} = (d, w, h)$, где d — период решётки, w и h — ширина и высота ступеньки. Критерий (13) представляет собой произведение двух сомножителей. Первый сомножитель отвечает за качество дифференцирования. Его минимизация соответствует максимизации в (5) веса W_1 слагаемого с номером $n=1$ относительно суммы весов всех остальных слагаемых. При этом, как следует из (13), достаточно максимизировать вес W_1 только относительно весов W_0, W_2 . В работе [10] показано, что улучшение качества дифференцирования влечёт уменьшение амплитуды отражённого сигнала. Вторым сомножителем в (13) отвечает за максимизацию амплитуды (энергии) отражённого сигнала. При этом параметр γ определяет соотношение между качеством дифференцирования и энергией отражённого сигнала. Поскольку в (13) отсутствует явная зависимость от формы огибающей импульса, рассчитанная по этому критерию решётка будет выполнять дифференцирование огибающей отражённого импульса любой формы при условии, что спектр огибающей лежит в пределах определённого спектрального интервала [11].

В качестве примера была рассчитана решётка на рис. 1 для дифференцирования ТМ-поляризованных импульсов с центральной частотой $\omega_0 = 1,2153 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ($\lambda_0 \approx 1550 \text{ нм}$) и спектральной шириной $\Omega = 4,25 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Для диэлектрических проницаемостей материалов использовались следующие значения: $\epsilon_{\text{gr}} = 5,5$ (материал решётки), $\epsilon_{\text{out}} = 2,1$ (материал над решёткой, под решёткой и в щелях решётки). Указанные значения соответствуют материалам типа феррит-гранат и кварц. Расчёт геометрических параметров решётки проводился на основе оптимизации по критерию (13) при $\gamma = 0$ с использованием метода последовательного квадратичного программирования [19]. При этом для расчёта спектров отражения $R(\omega)$ использовался метод Фурье-мод в формулировке работ [20–23]. Полученные в результате оптимизации параметры решётки указаны в подписи к рис. 2.

В левой колонке рис. 2а показаны модуль (непрерывная линия) и аргумент (пунктирная линия) коэффициента отражения $R(\omega)$ рассчитанной решётки. Согласно рис. 2а, левая колонка, в пределах указанного интервала частот комплексный коэффициент отражения решётки с высокой точностью соответствует функции дифференцирующего фильтра $R_{\text{diff}}(\omega) \sim -i(\omega - \omega_0)$.

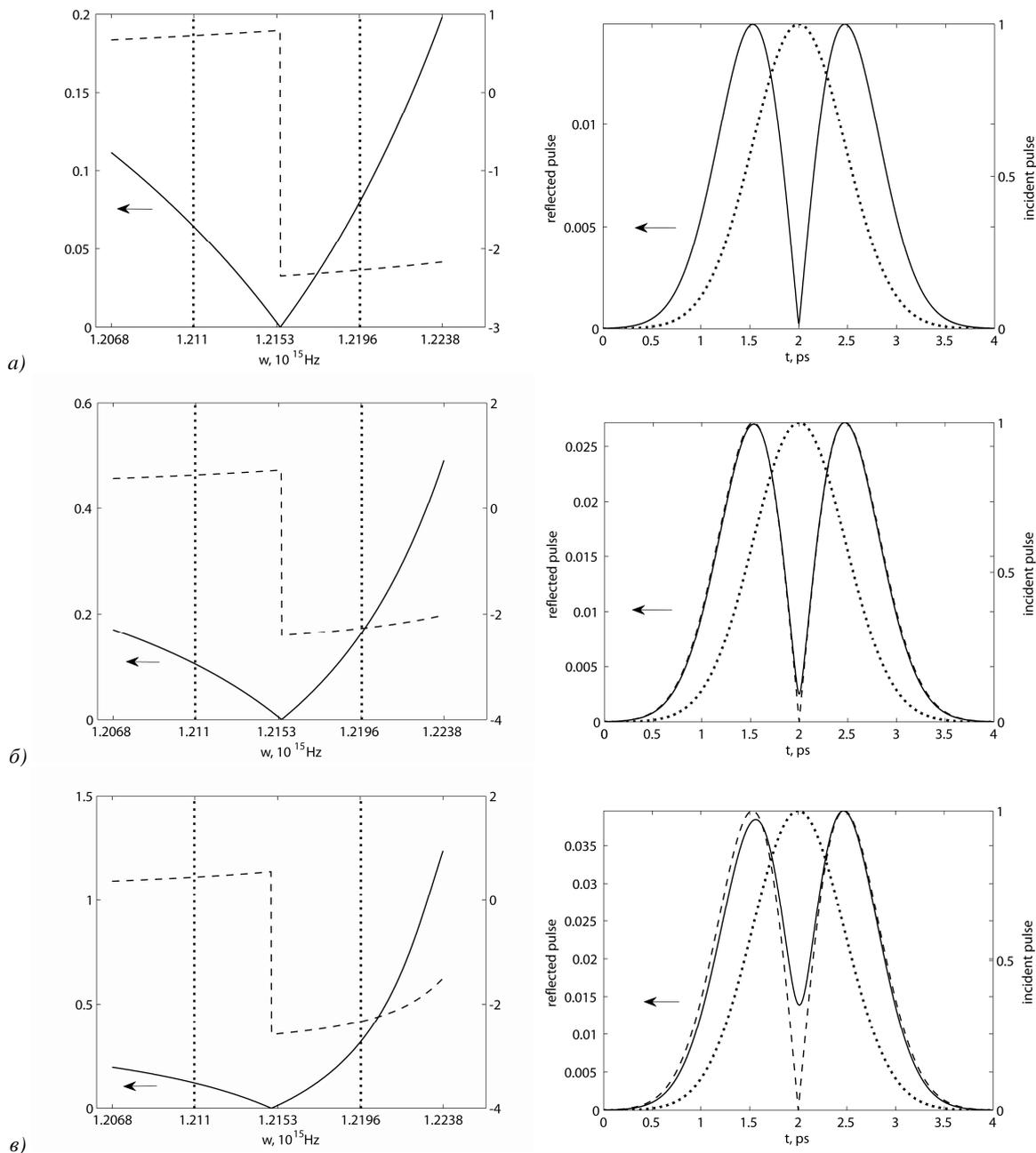


Рис. 2. Левая колонка: модуль (непрерывная линия) и аргумент (пунктирная линия) коэффициента отражения решётки. Вертикальным пунктиром отмечен использованный в расчёте спектральный интервал $|\omega - \omega_0| < \Omega$, $\Omega = 4,25 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$

Правая колонка: Модуль амплитуды огибающей отражённого сигнала (непрерывная линия), модуль аналитически рассчитанной производной (пунктирная линия) и огибающая падающего импульса (точечная линия, шкала справа).

Параметры решёток и коэффициенты корреляции (r):

(а) $d = 1040 \text{ нм}$, $h = 610 \text{ нм}$, $w = 760 \text{ нм}$; $r = 0,9999$

(б) $d = 1050 \text{ нм}$, $h = 590 \text{ нм}$, $w = 810 \text{ нм}$; $r = 0,9995$

(в) $d = 1060 \text{ нм}$, $h = 570 \text{ нм}$, $w = 780 \text{ нм}$; $r = 0,9853$

В правой колонке на рис. 2а представлен пример работы решётки при падающем импульсе с гауссовской формой огибающей $P(t) = \exp(-t^2 / 2\sigma^2)$, где $\sigma = 0,471 \text{ пс}$. Непрерывной линией показан модуль амплитуды огибающей импульса, отражённого от рассчитанной решётки, пунктирной линией — мо-

дуль аналитически вычисленной производной и точечной линией — огибающая падающего импульса. Модуль аналитически вычисленной производной на рис. 2а в правой колонке приведён с масштабным коэффициентом, обеспечивающим равенство максимальных значений модулей аналитической производной и огибающей отражённого импульса. Для

характеристики меры близости модулей аналитической производной и огибающей отражённого импульса будем использовать выборочный коэффициент корреляции [24]. Для графиков на рис. 2а, правая колонка, выборочный коэффициент корреляции равен 0,9999. Напомним, что рассматриваемая решётка была рассчитана при $\gamma=0$ в (13), то есть из условия максимума качества дифференцирования. При этом максимальная амплитуда отражённого сигнала составляет всего 1,5% от максимальной амплитуды падающего импульса.

Увеличивая параметр γ в (13), можно рассчитывать решётки, обеспечивающие большую величину амплитуды огибающей отражённого импульса, но при худшем качестве дифференцирования. В качестве примера на рис. 2б, в представлены модули и фазы коэффициентов отражения решёток, рассчитанных при двух возрастающих значениях параметра γ ($\gamma=0,2$ и $\gamma=0,3$, соответственно). Параметры решёток указаны в подписи к рисунку. В правой колонке на рис. 2б, в представлены расчётные амплитуды импульсов, отражённых от указанных решёток. В качестве падающего импульса использовался импульс с вышеуказанными параметрами. Рисунки 2б, в показывают увеличение амплитуды отражённого сигнала при одновременном снижении качества дифференцирования.

Заключение

Показано, что для дифференцирования оптических импульсов при отражении следует использовать резонансные субволновые диэлектрические решётки с плоскостью симметрии, параллельной плоскости решётки. Получен критерий оптимизации для расчёта параметров дифференцирующей решётки. С использованием указанного критерия рассчитаны резонансные решётки для дифференцирования пикосекундных импульсов при отражении. Рассчитанные дифракционные решётки обеспечивают различные соотношения между точностью дифференцирования и амплитудой (энергией) отражённого импульса. Результаты моделирования дифракции пикосекундного импульса с гауссовской огибающей по времени на рассчитанных резонансных решётках показывают высокую точность дифференцирования. Значение коэффициента корреляции между модулем аналитической производной и огибающей отражённого импульса может превышать 0,999. При этом максимальная амплитуда отражённого импульса составляет 1,5–2,5% от максимальной амплитуды падающего импульса.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке государственного контракта 07.514.11.4060 и грантов РФФИ 12-07-00495, 11-07-00153, 11-07-12036.

Литература

1. **Kulishov, M.** Design of high-order all-optical temporal differentiators based on multiple-phase-shifted fiber Bragg

- gratings / M. Kulishov, J. Azaña // Opt. Exp. — 2007. — Vol. 15. — P. 6152–6166.
2. **Slavík, R.** Ultrafast all-optical differentiators / R. Slavík, Y. Park, M. Kulishov, R. Morandotti, J. Azaña // Opt. Exp. — 2006. — Vol. 14. — P. 10699–10707.
3. **Kulishov, M.** Long-period fiber gratings as ultrafast optical differentiators / M. Kulishov, J. Azaña // Opt. Lett. — 2005. — Vol. 30. — P. 2700–2702.
4. **Slavík, R.** Terahertz-bandwidth high-order temporal differentiators based on phase-shifted long-period fiber gratings / R. Slavík, Y. Park, M. Kulishov, J. Azaña // Opt. Lett. — 2009. — Vol. 34. — P. 3116–3118.
5. **Rivas, L.M.** Experimental demonstration of ultrafast all-fiber high-order photonic temporal differentiators / L. M. Rivas, S. Boudreau, Y. Park, R. Slavík, S. La-Rochelle, A. Carballar, J. Azaña // Opt. Lett. — 2009. — Vol. 34. — P. 1792–1794.
6. **Berger, N.K.** Temporal differentiation of optical signals using a phase-shifted fiber Bragg grating / N. K. Berger, B. Levit, B. Fischer, M. Kulishov, D. V. Plant, J. Azaña // Opt. Exp. — 2007. — Vol. 15. — P. 371–381.
7. **Kulishov, M.** Design of high-order all-optical temporal differentiators based on multiple-phase-shifted fiber Bragg gratings / M. Kulishov, J. Azaña // Opt. Exp. — 2007. — Vol. 15. — P. 6152–6166.
8. **Li, M.** Arbitrary-order all-fiber temporal differentiator based on a fiber Bragg grating: design and experimental demonstration / M. Li, D. Janner, J. Yao, V. Pruneri // Opt. Exp. — 2009. — Vol. 17. — P. 19798–19807.
9. **Preciado, M.A.** Design of an ultrafast all-optical differentiator based on a fiber Bragg grating in transmission / M. A. Preciado, M. A. Muriel // Opt. Lett. — 2008. — Vol. 33. — P. 2458–2460.
10. **Bykov, D.** Temporal differentiation of optical signals using resonant gratings / D. Bykov, L. Doskolovich, V. Soifer. // Opt. Lett. — 2011. — Vol. 36. — P. 3509–3511.
11. **Быков, Д.А.** О способности резонансных дифракционных решёток дифференцировать импульсный оптический сигнал / Д.А. Быков, Л.Л. Досколович, В.А. Сойфер // ЖЭТФ. — 2012. — Т.141, № 5. — С. 832–839.
12. **Tikhodeev, S.G.** Quasiguidded modes and optical properties of photonic crystal slabs / S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius, T. Ishihara // Phys. Rev. B — 2002. — Vol. 66. — P. 045102–045118.
13. **Gippius, N.A.** Optical properties of photonic crystal slabs with an asymmetrical unit cell / N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, T. Ishihara // Phys. Rev. B — 2005. — Vol. 72. — P. 045138–045144.
14. **Быков, Д.А.** Экстраординарный магнитооптический эффект изменения фазы дифракционных порядков в диэлектрических дифракционных решётках / Д. А. Быков, Л. Л. Досколович, В. А. Сойфер [и др.] // ЖЭТФ — 2010. — Т. 138, № 6(12). — С. 1093–1102.
15. **Sarrazin, M.** Role of Wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes / M. Sarrazin, J.-P. Vigneron, J.-M. Vigoureux // Phys. Rev. B — 2003. — Vol. 67. — P. 085415–085422.
16. **Gippius, N.A.** Resonant mode coupling of optical resonances in stacked nanostructures / N.A. Gippius, T. Weiss, S. G. Tikhodeev, H. Giessen // Opt. Exp. — 2010. — Vol. 18. — P. 7569–7574.
17. **Popov, E.** Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings / E. Popov, L. Mashev // Optica Acta — 1986. — Vol. 33. — P. 607–619.

18. **Park, Y.** Picosecond and sub-picosecond flat-top pulse generation using uniform long-period fiber gratings / Y. Park, M. Kulishov, R. Slavík, J. Azaña // *Opt. Exp.* — 2006. — Vol. 14(26). — P. 12670–12678.
19. **Bonnans, J.-F.** Numerical optimization, theoretical and numerical aspects / J.-F. Bonnans, J.-C. Gilbert, C. Lemaréchal [et al.] // Springer, N.Y., 2003. — 437 p.
20. **Moharam, M.G.** Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. A* — 1995. — Vol. 12, No. 5. — P. 1068-1076.
21. **Moharam, M.G.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach/ M. G. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. A* — 1995. — Vol. 12, No. 5. — P. 1077-1086.
22. **Li, L.** Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures/ L. Li // *J. Opt. Soc. Am. A* — 1996. — Vol. 13, No. 9. — P. 1870-1876.
23. **Nakagawa, W.** Ultrashort pulse propagation in near-field periodic diffractive structures by use of rigorous coupled-wave analysis / W. Nakagawa, R.-C. Tyan, P.-C. Sun et al. // *J. Opt. Soc. Am. A* — 2001. Vol.18. — P. 1072-1081.
24. **Смирнов, Н.В.** Курс теории вероятностей и математической статистики для технических приложений / Н.В. Смирнов, И.В. Дунин-Барковский — М.: Наука, 1965. — 512 с.

References

1. **Kulishov, M.** Design of high-order all-optical temporal differentiators based on multiple-phase-shifted fiber Bragg gratings / M. Kulishov, J. Azaña // *Opt. Exp.* — 2007. — Vol. 15. — P. 6152–6166.
2. **Slavík, R.** Ultrafast all-optical differentiators / R. Slavík, Y. Park, M. Kulishov, R. Morandotti, J. Azaña // *Opt. Exp.* — 2006. — Vol. 14. — P. 10699–10707.
3. **Kulishov, M.** Long-period fiber gratings as ultrafast optical differentiators / M. Kulishov, J. Azaña // *Opt. Lett.* — 2005. — Vol. 30. — P. 2700–2702.
4. **Slavík, R.** Terahertz-bandwidth high-order temporal differentiators based on phase-shifted long-period fiber gratings / R. Slavík, Y. Park, M. Kulishov, J. Azaña // *Opt. Lett.* — 2009. — Vol. 34. — P. 3116–3118.
5. **Rivas, L.M.** Experimental demonstration of ultrafast all-fiber high-order photonic temporal differentiators / L. M. Rivas, S. Boudreau, Y. Park, R. Slavík, S. LaRochelle, A. Carballar, J. Azaña // *Opt. Lett.* — 2009. — Vol. 34. — P. 1792–1794.
6. **Berger, N.K.** Temporal differentiation of optical signals using a phase-shifted fiber Bragg grating / N. K. Berger, B. Levit, B. Fischer, M. Kulishov, D. V. Plant, J. Azaña // *Opt. Exp.* — 2007. — Vol. 15. — P. 371–381.
7. **Kulishov, M.** Design of high-order all-optical temporal differentiators based on multiple-phase-shifted fiber Bragg gratings / M. Kulishov, J. Azaña // *Opt. Exp.* — 2007. — Vol. 15. — P. 6152–6166.
8. **Li, M.** Arbitrary-order all-fiber temporal differentiator based on a fiber Bragg grating: design and experimental demonstration / M. Li, D. Janner, J. Yao, V. Pruneri // *Opt. Exp.* — 2009. — Vol. 17. — P. 19798–19807.
9. **Preciado, M.A.** Design of an ultrafast all-optical differentiator based on a fiber Bragg grating in transmission / M. A. Preciado, M. A. Muriel // *Opt. Lett.* — 2008. — Vol 33. — P. 2458–2460.
10. **Bykov, D.** Temporal differentiation of optical signals using resonant gratings / D. Bykov, L. Doskolovich, V. Soifer // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36. — P. 3509-3511.
11. **Bykov, D.** On ability of resonant diffraction gratings to differentiate impulse optical signal / D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, and V. A. Soifer // *J. Exp. Theor. Phys.* — 2012—Vol.141, no 5 — P. 832-839.
12. **Tikhodeev, S.G.** Quasiguidded modes and optical properties of photonic crystal slabs / S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius, T. Ishihara // *Phys. Rev. B* — 2002. — Vol. 66. — P. 045102–045118.
13. **Gippius, N.A.** Optical properties of photonic crystal slabs with an asymmetrical unit cell / N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, T. Ishihara // *Phys. Rev. B* — 2005. — Vol. 72. — P. 045138–045144.
14. **Bykov D.A.** Extraordinary Magneto-Optical Effect of a Change in the Phase of Diffraction Orders in Dielectric Diffraction Gratings / D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, V. A. Soifer, N. L. Kazansky // *J. Exp. Theor. Phys.* — 2010. — Vol. 111, no. 6. — P. 967—974.
15. **Sarrazin, M.** Role of Wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes / M. Sarrazin, J.-P. Vigneron, J.-M. Vigoureux // *Phys. Rev. B* — 2003. — Vol. 67. — P. 085415–085422.
16. **Gippius, N.A.** Resonant mode coupling of optical resonances in stacked nanostructures / N.A. Gippius, T. Weiss, S. G. Tikhodeev, H. Giessen // *Opt. Exp.* — 2010. — Vol. 18. — P. 7569–7574.
17. **Popov, E.** Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings / E. Popov, L. Mashev // *Optica Acta* — 1986. — Vol. 33. — P. 607-619.
18. **Park, Y.** Picosecond and sub-picosecond flat-top pulse generation using uniform long-period fiber gratings / Y. Park, M. Kulishov, R. Slavík, J. Azaña. // *Opt. Exp.* — 2006. — Vol. 14(26). — P. 12670–12678.
19. **Bonnans J.-F.** Numerical optimization, theoretical and numerical aspects / J.-F. Bonnans, J.-C. Gilbert, C. Lemaréchal et al. // Springer, N.Y., 2003. — 437 p.
20. **Moharam, M.G.** Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. A* — 1995. — Vol. 12, No. 5. — P. 1068-1076.
21. **Moharam, M.G.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach/ M. G. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. A* — 1995. — Vol. 12, No. 5. — P. 1077-1086.
22. **Li, L.** Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures/ L. Li // *J. Opt. Soc. Am. A* — 1996. — Vol. 13, No. 9. — P. 1870-1876.
23. **Nakagawa, W.** Ultrashort pulse propagation in near-field periodic diffractive structures by use of rigorous coupled-wave analysis / W. Nakagawa, R.-C. Tyan, P.-C. Sun [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. A* — 2001. —Vol.18. — P. 1072-1081.
24. **Смирнов, Н.В.** The course in probability theory and mathematical statistics for engineering applications / N.V. Smirnov, I.V. Dunin-Barkovskiy —Moscow: "Nauka" Publisher, 1965. — 512 p. — (in Russian).

TEMPORAL DIFFERENTIATION OF OPTICAL SIGNALS IN REFLECTION USING RESONANT GRATINGS

N.V. Golovastikov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, V.A. Soifer.
Image Processing Systems Institute of the RAS,
Samara State Aerospace University

Abstract

The possibility of performing time-domain differentiation of optical pulse by the use of resonant gratings is considered. It is demonstrated that the subwavelength resonant gratings with a horizontal mirror plane is well suited for time-domain differentiation in reflection. A method for computing the grating parameters is proposed and the resonant gratings intended for differentiation of picosecond pulses are computed. The computed gratings provide various ratios between differentiation accuracy and the energy of the reflected pulse.

Key words: diffraction grating, resonance, optical differentiation.

Сведения об авторах



Головастик Никита Владимирович, 1991 года рождения, в 2008 году окончил школу с золотой медалью. Является студентом факультета информатики Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва. Специальность – «Прикладная математика и физика».

E-mail: nikita.golovastikov@gmail.com.

Nikita Vladimirovich Golovastikov (b. 1991). Graduated from high school with honours in 2008. Currently he is the student of Samara State Aerospace University (SSAU), Informatics Department, majoring in Applied Mathematics and Physics.



Быков Дмитрий Александрович, 1986 года рождения, в 2009 году с отличием окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по специальности «Прикладная математика и информатика». Кандидат физико-математических наук (2011 г.), научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН). Области научных интересов: нанофотоника, магнитооптика, плазмоника, электромагнитная теория дифракции.

E-mail: bykovd@gmail.com.

Dmitry Alexandrovich Bykov (b. 1986) graduated with honors (2009) from the Samara State Aerospace University (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Computer Science. Candidate in Physics and Mathematics (2011). Currently he is a researcher in Diffractive Optics Laboratory of Image Processing Systems Institute of the RAS (IPSI RAS). His current research interests include nanophotonics, magneto-optics of nanostructured materials, plasmonics and electromagnetic diffraction theory.



Досколович Леонид Леонидович, 1966 года рождения, в 1989 году с отличием окончил Куйбышевский авиационный институт (КуАИ, ныне – Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (2001 год), профессор, работает ведущим научным сотрудником лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), профессором кафедры технической кибернетики СГАУ. Специалист в области дифракционной оптики, лазерных информационных технологий, нанофотоники.

Страница в интернете: <http://www.ipsi.smr.ru/staff/Doskolovich.htm>.

E-mail: leonid@smr.ru.

Leonid Leonidovich Doskolovich (b. 1966) graduated with honours (1989) from the S.P. Korolyov Kuibyshev Aviation Institute (presently, Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov (SSAU)), majoring in Applied Mathematics. He received his Doctor in Physics & Maths (2001) degrees from Samara State Aerospace University. Leading researcher of the Image Processing Systems Institute of the RAS, professor at SSAU's Technical Cybernetics sub-department. Current research interests include diffractive optics, laser information technologies, nanophotonics.

Сведения об авторе Сойфер Виктор Александрович – см. стр. 150 этого номера.

Поступила в редакцию 9 марта 2012г.