

## Оптический дифференциатор на основе трехслойной металлодиэлектрической структуры

А.И. Кашапов<sup>1,2</sup>, Л.Л. Досколович<sup>1,2</sup>, Д.А. Быков<sup>1,2</sup>, Е.А. Безус<sup>1,2</sup>, Д.В. Нестеренко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника»  
РАН, 443001 Самара, Россия,

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,  
443086 Самара, Россия

### Аннотация

Рассмотрены оптические свойства резонансной структуры «металл–диэлектрик–металл», состоящей из верхнего металлического слоя, диэлектрического слоя и металлической подложки. С использованием модели многолучевой интерференции доказано, что коэффициент отражения указанной-структуры может строго обращаться в нуль. Наличие нуля отражения позволяет использовать «металл–диэлектрик–металл»-структуру в качестве оптического дифференциатора. Приведенные результаты численного моделирования демонстрируют возможность оптического вычисления производной по пространственной координате и во времени. Полученные результаты могут найти применение при создании систем аналоговых оптических вычислений и оптической обработки информации.

**Ключевые слова:** резонансная структура, металлодиэлектрическая система слоев, оптическое дифференцирование.

**Цитирование:** Кашапов, А.И. Оптический дифференциатор на основе трехслойной металлодиэлектрической структуры / А.И. Кашапов, Л.Л. Досколович, Д.А. Быков, Е.А. Безус, Д.В. Нестеренко // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 3. – С. 356-363. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-824.

**Citation:** Kashapov AI, Doskolovich LL, Bykov DA, Bezus EA, Nesterenko DV. Optical differentiator based on a trilayer metal-dielectric structure. Computer Optics 2021; 45(3): 356-363. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-824.

### Введение

В последние годы наблюдается всплеск интереса к разработке компактных структур фотоники для дифференцирования оптических сигналов, а также для реализации более сложных дифференциальных операторов. Указанные дифференцирующие структуры рассматриваются в качестве перспективной элементной базы для новых электронно-оптических устройств обработки информации [1, 2].

В рамках линейной оптики преобразование оптического сигнала, происходящее при его взаимодействии с дифракционной структурой, может быть описано в рамках теории линейных систем [3–6]. Передаточная функция (ПФ) дифракционной структуры пропорциональна коэффициенту отражения (пропускания) структуры, рассматриваемому как функция пространственной частоты (тангенциальной компоненты волнового вектора падающей волны) или угловой частоты. Поскольку ПФ идеального дифференцирующего фильтра обращается в нуль на центральной частоте, то необходимым условием для оптического выполнения операции дифференцирования является наличие нуля в спектре отражения (пропускания) дифракционной структуры. Нули в спектре отражения (пропускания), как правило, обусловлены резонансными эффектами возбуждения собственных мод структуры. В этой связи для оптической реализации

операций дифференцирования были предложены различные резонансные структуры, включающие брэгговские решётки с «дефектом» периода [5–9], трехслойные структуры с «W-образным» профилем показателя преломления (т.н. W-структуры) [10], плазмонные структуры на основе схемы Кречмана [11, 12], дифракционные решётки [3, 13–16].

Кроме того, теоретически было показано, что достижение строгого нуля в спектрах отражения границы раздела диэлектрических сред на основе эффекта Брюстера может быть использовано для пространственного дифференцирования поляризованных оптических сигналов [17, 18]. Экспериментальные и теоретические исследования, проведённые для случая отражения ТМ-поляризованного света от грани стеклянной призмы под углом Брюстера, показали высокую эффективность такого подхода для выполнения аналоговой операции выделения контуров изображений амплитудных и фазовых объектов [19–21]. Основным преимуществом реализации оптического дифференциатора на основе границы раздела сред диэлектрик–диэлектрик является очевидная простота изготовления. Преобразование оптического сигнала, определяемое коэффициентом отражения структуры, хорошо аппроксимируется ПФ дифференциатора первого порядка для углов падения вблизи угла Брюстера. При этом максимальная амплитуда коэффициента отражения в этой области имеет порядок  $10^{-3}$ .

Таким образом, недостатком этого подхода является необходимость повышения интенсивности падающего пучка на несколько порядков для надёжной регистрации отраженного изображения.

Помимо резонансных структур, для выполнения операции дифференцирования по пространственной переменной были предложены компактные аналоги коррелятора с градиентными линзами, в которых пространственный фильтр представлен метаповерхностью, кодирующей функцию комплексного пропускания дифференцирующего фильтра [1, 22–24]. По мнению авторов настоящей статьи, дифференциаторы на основе резонансных структур (систем слоев и дифракционных решеток) значительно компактнее, поскольку не требуют дополнительных линз, выполняющих преобразование Фурье. Кроме того, резонансные структуры существенно более просты в изготовлении по сравнению с метаповерхностями, которые обычно представляют собой массив нанорезонаторов.

В настоящей статье впервые исследовано выполнение операций дифференцирования по пространственной координате и во времени с помощью простой структуры металл–диэлектрик–металл (МДМ), работающей на отражение. Указанная МДМ-структура состоит из верхнего металлического слоя, диэлектрического слоя и металлической подложки. Структуры такого типа широко используются в качестве абсорберов света [25–30]. Эффект поглощения света в МДМ-структуре имеет резонансную природу и обусловлен возбуждением мод структуры, локализованных в диэлектрическом слое. Важно отметить, что несмотря на то, что представленные в известных работах [25–30] результаты численного моделирования и экспериментального исследования МДМ-структур показывают наличие в спектрах отражения зон с близким к нулю отражением, в указанных работах не представлено теоретического обоснования того, что коэффициент отражения МДМ-структуры может строго обращаться в нуль. В настоящей работе приведено строгое доказательство этого факта. Из представленного доказательства следует, что при заданных материалах, длине волны и угле падения излучения всегда можно получить нулевое отражение за счет выбора толщин металлического и диэлектрического слоев МДМ-структуры. По мнению авторов настоящей работы, этот результат является важным и, в частности, обосновывает возможность использования МДМ-структуры для дифференцирования оптических сигналов. Представленные в работе результаты численного моделирования показывают, что МДМ-структура позволяет с высоким качеством реализовать вычисление первой производной по пространственной переменной и во времени.

### 1. Исследование оптических свойств структуры металл–диэлектрик–металл

Исследуемая в данной статье МДМ-структура схематически изображена на рис. 1. Данная структура

состоит из верхнего металлического слоя (толщина  $h_m$ , диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_m$ ), диэлектрического слоя (толщина  $h_d$ , диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_d$ ) и металлической подложки (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_m$ ). Для простоты будем считать, что материал над структурой соответствует вакууму (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 1$ ).

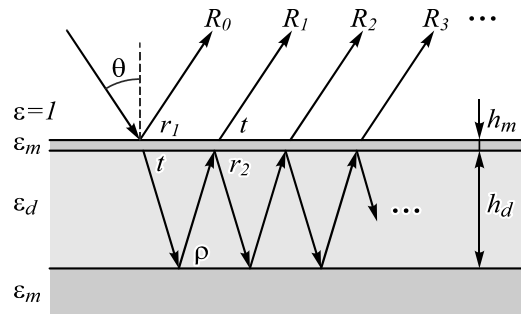


Рис. 1. Геометрия структуры металл–диэлектрик–металл и модель многолучевой интерференции

Получим коэффициент отражения структуры для случая падения плоской волны. Будем считать, что падающая волна имеет единичную амплитуду и некоторую фиксированную поляризацию (ТЕ- или ТМ). Обозначим  $k_x = k_0 \sin \theta$  тангенциальную компоненту волнового вектора падающей волны, где  $\theta$  – угол падения,  $k_0 = 2\pi / \lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны. Для получения коэффициента отражения воспользуемся моделью многолучевой интерференции [31]. В рамках этой модели отраженная от МДМ-структуры плоская волна представляется в виде суммы плоских волн, отраженных различное число раз от металлической подложки (рис. 1). Обозначим  $R_m$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$  амплитуды отраженных волн, где индекс  $m$  описывает число отражений от металлической подложки. Волна с индексом  $m = 0$  соответствует волне, отраженной от верхнего металлического слоя, расположенного между двух однородных полубесконечных диэлектрических сред, и имеет амплитуду  $R_0 = r_1$ , где  $r_1$  – комплексный коэффициент отражения металлического слоя. Амплитуду отраженной волны  $R_m$ , испытавшей  $m \geq 1$  отражений от подложки, несложно получить в виде:

$$R_m = t^2 \rho^m r_2^{m-1} e^{2imk_z h_d}, \tag{1}$$

где  $t$  и  $r_2$  – коэффициенты пропускания и отражения металлического слоя, расположенного между двух однородных полубесконечных диэлектрических сред, для плоской волны, падающей со стороны диэлектрического слоя,  $\rho$  – коэффициент отражения металлической подложки,  $k_z = \sqrt{k_0^2 \epsilon_d - k_x^2}$  –  $z$ -компонента волнового вектора отраженной от подложки плоской волны в диэлектрическом слое. Несложно заметить, что коэффициенты  $R_m$  образуют геометрическую прогрессию со знаменателем  $q = r_2 \rho \cdot e^{2ik_z h_d}$ . С учетом этого факта коэффициент отражения МДМ-структуры можно получить в виде:

$$R = \sum_{m=0}^{\infty} R_m = r_1 + \frac{\rho t^2 e^{2ik_z h_d}}{1 - r_2 \rho e^{2ik_z h_d}} = \frac{r_1 - e^{2ik_z h_d} \rho (r_1 r_2 - t^2)}{1 - r_2 \rho e^{2ik_z h_d}}. \quad (2)$$

Отметим, что коэффициенты  $r_1, r_2, t$  в (2) зависят от параметров падающей волны (длины волны, угла падения, поляризации) и рассчитываются по известным формулам [31], описывающим отражение и пропускание плоской волны при прохождении через плоскопараллельный слой однородного материала (в данном случае – из металла с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_m$ ). Коэффициент отражения подложки  $\rho$  определяется по формулам Френеля. Выражение (2) является строгим и может быть также получено в рамках формализма матрицы рассеяния [32, 33] или с использованием модели связанных волн [34].

Отметим, что рассматриваемая МДМ-структура является резонансной, поскольку в ней могут существовать вытекающие моды, локализованные в диэлектрическом слое. Дисперсионное уравнение мод получается приравниванием к нулю знаменателя выражения (2):

$$1 - r_2 \rho e^{2ik_z h_d} = 0. \quad (3)$$

Из уравнения (3) могут быть рассчитаны комплексные константы распространения (или комплексные длины волн) собственных мод МДМ-структуры, соответствующие полюсам коэффициента отражения, рассматриваемого как функция от  $k_x$  (или от длины волны). В ряде случаев в резонансных структурах коэффициент отражения может обращаться в нуль [11, 30]. Данное свойство является важным с практической точки зрения и, в частности, позволяет использовать резонансную структуру для оптического дифференцирования.

Используя полученное представление коэффициента отражения (2), покажем, что при определенном выборе параметров  $h_m$  и  $h_d$  коэффициент отражения рассматриваемой МДМ-структуры обращается в нуль. Согласно (2), коэффициент отражения обращается в нуль при выполнении условия

$$\frac{r_1}{r_1 r_2 - t^2} = e^{2ik_z h_d} \rho. \quad (4)$$

Выражение (4) связывает комплексные величины и поэтому эквивалентно равенству модулей и аргументов левой и правой частей:

$$\left| \frac{r_1}{r_1 r_2 - t^2} \right| = |\rho|, \quad (5)$$

$$h_d = \frac{1}{2k_z} \left( \arg \left( \frac{r_1}{\rho (r_1 r_2 - t^2)} \right) + 2\pi n \right), \quad n \in \mathbb{N}. \quad (6)$$

Покажем, что соотношение (5) всегда может быть выполнено за счет выбора толщины  $h_m$  верхнего металлического слоя, от которой зависит только левая часть (5). Рассмотрим, как меняется левая часть выражения (5) при изменении  $h_m$ . При  $h_m \rightarrow 0$  коэффициен-

ты  $r_1, r_2, t$  стремятся к коэффициентам отражения и пропускания  $\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \tilde{t}$  для плоской границы раздела между вакуумом и диэлектриком с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_d$ . Заметим, что выражение  $\tilde{r}_1 \tilde{r}_2 - \tilde{t}^2$  в (5) является определителем матрицы рассеяния для плоской границы раздела между вакуумом и диэлектриком [34]. В силу унитарности данной матрицы  $|\tilde{r}_1 \tilde{r}_2 - \tilde{t}^2| = 1$ , и, следовательно, левая часть (5) стремится к величине  $|\tilde{r}_1|$  при  $h_m \rightarrow 0$ . При  $h_m \rightarrow \infty, t \rightarrow 0$  и левая часть (5) стремится к величине  $1/|r_2| > 1$ . Таким образом, при увеличении толщины металлического слоя  $h_m$  левая часть (5) непрерывно изменяется от величины  $|\tilde{r}_1| < 1$  до величины  $1/|r_2| > 1$ . Величина  $|\rho|$ , стоящая в правой части (5), меньше единицы. Кроме того, для большинства металлов можно считать, что  $|\rho| > |\tilde{r}_1|$ , и поэтому существует значение  $h_m$ , при котором равенство (5) выполняется. Расчет значения  $h_d$  при известной толщине  $h_m$  металлического слоя, обеспечивающей выполнение равенства (5), осуществляется по формуле (6).

В качестве примера на рис. 2 показаны толщины металлического и диэлектрического слоев МДМ-структуры, рассчитанные из условий нулевого отражения (5), (6), при различных угла падения  $\theta$  и для различных металлов (золота, серебра, алюминия). Расчет производился для случая падающей волны с ТЕ-поляризацией при длине волны  $\lambda = 630$  нм. В качестве диэлектрической проницаемости диэлектрического слоя использовалось значение  $\epsilon_d = 2,25$ . Для выбранной длины волны диэлектрические проницаемости металлов  $\epsilon_m$  равны  $-18,096 + 0,48422i$  (серебро),  $-11,548 + 1,2821i$  (золото),  $-54,325 + 21,478i$  (алюминий) [35]. Толщина металлического слоя  $h_m$  для каждого угла падения определялась из решения уравнения (5). Для решения данного уравнения использовался т.н. метод доверительной области (англ. trust-region method), реализованный в функции `fsolve` в пакете MATLAB. Расчет значений  $h_d$  осуществляется по формуле (6) при  $n = 0$  на основе полученных значений  $h_m$ . В этом случае, как видно из рис. 2, общая толщина ( $h_m + h_d$ ) МДМ-структур, обладающих нулевым отражением, не превышает 270 нм.

В качестве примера на рис. 3 показаны угловые спектры отражения  $|R(\theta)|$  МДМ-структур, имеющих нуль коэффициента отражения при углах падения  $\theta = 0$  (рис. 3а)  $\theta = 30^\circ$  (рис. 3б) и  $\theta = 50^\circ$  (рис. 3в). Параметры структур (толщины металлического и диэлектрического слоев) отмечены точками на графиках на рис. 2. Для проверки правильности расчетов спектры на рис. 3 были рассчитаны не по формуле (2), а на основе строгого решения уравнений Максвелла методом [36]. Графики спектров подтверждают наличие нулевого отражения при заданных углах падения. Отметим, что в окрестности нормального падения (рис. 3а) коэффициент отражения является четной функцией угла падения и поэтому имеет нуль второго порядка [6]. Из рис. 3 видно, что ширина минимумов отражения зависит от выбранного металла и от угла

падения. Наименьшая ширина минимумов отражения достигается для серебра, обладающего наибольшей отражательной способностью. Кроме того, ширина

минимумов отражения при  $\theta = 30^\circ$  больше ширины минимумов при  $\theta = 50^\circ$ . Это связано с увеличением добротности резонансов с ростом угла падения.

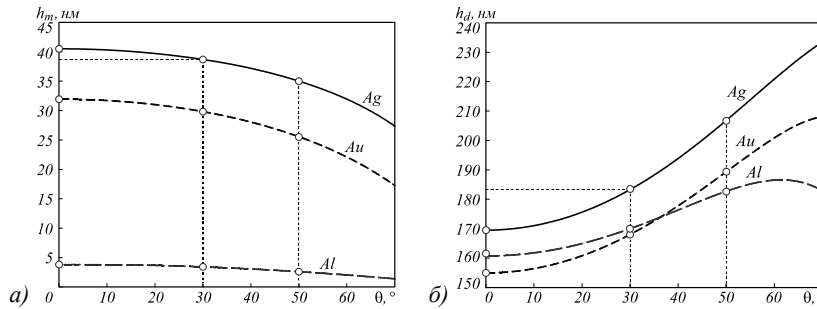


Рис. 2. Толщины верхнего металлического слоя (а) и диэлектрического слоя (б) МДМ-структуры в зависимости от угла падения, обеспечивающие нулевое отражение. Точками отмечены значения толщин слоёв при углах падения  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  и  $50^\circ$ , использованные при расчёте спектров на рис. 3

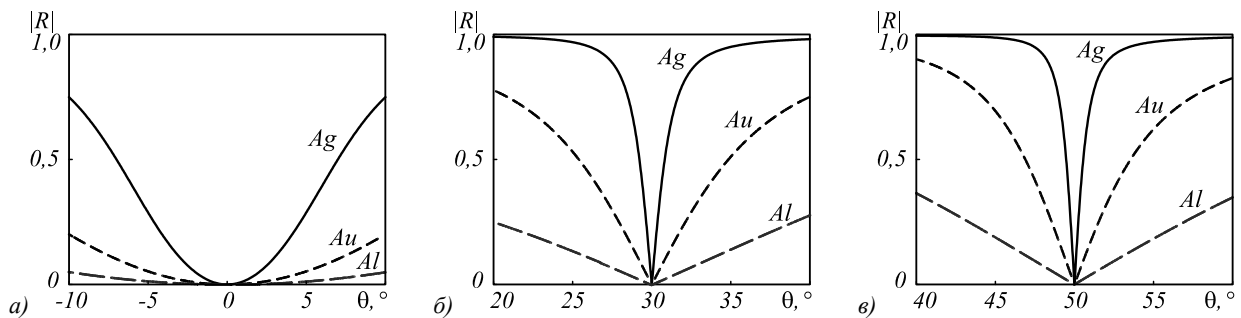


Рис. 3. Угловые спектры отражения  $|R(\theta)|$  для МДМ-структур из различных металлов, рассчитанных из условия нулевого отражения при углах падения  $\theta = 0^\circ$  (а),  $\theta = 30^\circ$  (б) и  $\theta = 50^\circ$  (в)

### 2. Преобразование оптического сигнала дифракционной структурой

В рамках линейной оптики преобразование профиля монохроматического оптического пучка или огибающей временного импульса, происходящее при отражении или прохождении пучка через дифракционную структуру, может быть описано в рамках теории линейных систем [5, 10]. Передаточная функция (ПФ) системы определяется комплексным коэффициентом отражения (пропускания) дифракционной структуры, рассматриваемым как функция от тангенциальной компоненты волнового вектора  $k_x$  или частоты  $\omega$  падающей плоской волны. Для полноты изложения получим на примере МДМ-структуры ПФ, описывающую преобразование поперечного профиля пучка, происходящее при отражении. Пусть пучок, падающий на структуру под углом  $\theta_0$ , задан в системе координат падающего пучка  $(x_{inc}, z_{inc})$  (рис. 4) и имеет вид

$$u_{inc}(x_{inc}, z_{inc}) = \exp(-ik_0 z_{inc}) P_{inc}(x_{inc}), \tag{7}$$

где  $P_{inc}(x_{inc})$  – поперечный профиль пучка, а функция  $u(x_{inc}, z_{inc})$  соответствует у-компоненте электрического или магнитного поля в зависимости от поляризации (ТЕ или ТМ соответственно). Падающий пучок может быть представлен в виде суперпозиции плоских волн с различными значениями пространственной частоты  $k_{x,inc} = k_0 n_{sup} \sin \gamma$ , где  $\gamma$  – угол между

направлением плоской волны и осью  $z_{inc}$ . Будем считать, что пространственный спектр пучка  $G(k_{x,inc})$ ,  $|k_{x,inc}| \leq g$ , описывающий амплитуды составляющих пучков плоских волн, является достаточно узким ( $g \ll k_0 n_{sup}$ ), так что  $k_{z,inc} = \sqrt{k_0^2 n_{sup}^2 - k_{x,inc}^2} \approx k_0 n_{sup}$ . В этом случае падающий пучок имеет следующий вид:

$$u_{inc}(x_{inc}, z_{inc}) = \exp(-ik_0 z_{inc}) \int G(k_{x,inc}) \times \exp(ik_{x,inc} x_{inc}) dk_{x,inc}. \tag{8}$$

Легко видеть, что преобразование спектра падающего пучка  $G(k_{x,inc})$ , происходящее при отражении от структуры, описывается умножением на коэффициент отражения  $R(k_x)$ , рассматриваемый как функция  $x$ -компоненты волнового вектора плоской волны, падающей под углом  $\gamma + \theta_0$ :

$$k_x = k_0 n_{sup} \sin(\gamma + \theta_0) \approx k_{x,inc} \cos \theta_0 + k_{x,0}, \tag{9}$$

где  $k_{x,0} = k_0 \sin \theta_0$ . При этом профиль отраженного пучка в системе координат отраженного пучка  $(x_{refl}, z_{refl})$  (рис. 4) принимает вид

$$P_{refl}(x_{refl}) = \int G(k_{x,inc}) R(k_x) \times \exp(ik_{x,inc} x_{refl}) dk_{x,inc}. \tag{10}$$

Согласно (8–10), преобразование профиля пучка при отражении  $P_{inc}(x_{inc}) \rightarrow P_{refl}(x_{refl})$  можно описывать

как преобразование сигнала  $P_{inc}(x_{inc})$  линейной системой со следующей ПФ [5, 10]:

$$H_s(k_{x,inc}) = R(k_{x,inc} \cos \theta_0 + k_{x,0}). \quad (11)$$

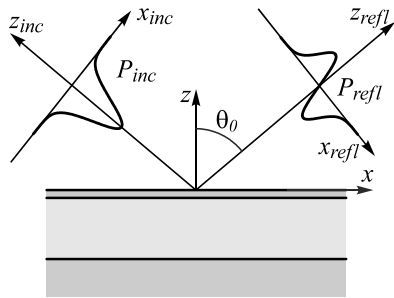


Рис. 4. Геометрия задачи дифракции пучка на МДМ-структуре и схематичное изображение операции пространственного дифференцирования

Аналогично можно показать, что для импульса, соответствующего суперпозиции плоских волн с фиксированным направлением, но с различными частотами  $\omega = \omega_{inc} + \omega_0$ , где  $\omega_0$  – центральная частота, преобразование формы огибающей импульса, происходящее при отражении от структуры, описывается выражением [3, 4]

$$P_{refl}(t) = \int G(\omega_{inc}) R(\omega) \exp(-i\omega_{inc}t) d\omega_{inc}, \quad (12)$$

где  $G(\omega_{inc})$ ,  $|\omega_{inc}| \leq \Omega$  – спектр огибающей падающего импульса,  $R(\omega)$  – коэффициент отражения структуры, рассматриваемый как функция частоты. Легко видеть, что ПФ линейной системы, описывающей преобразование (12), имеет вид [3, 4]

$$H_t(\omega_{inc}) = R(\omega_{inc} + \omega_0). \quad (13)$$

Как показано в предыдущем параграфе, параметры МДМ-структур (толщины металлического и диэлектрического слоев) могут быть выбраны из условия нулевого отражения при заданном угле падения  $\theta = \theta_0$  и частоте  $\omega = \omega_0$  (или длине волны  $\lambda = \lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ ). В этом случае, разлагая ПФ (11) и (13) в ряды Тейлора в окрестности точек  $k_{x,inc} = 0$  и  $\omega = \omega_0$  до линейных членов, получим:

$$H_s(k_{x,inc}) \approx \alpha_s k_{x,inc}, \quad H_t(\omega_{inc}) \approx \alpha_\omega k_{x,inc}. \quad (14)$$

Передаточные функции (14) пропорциональны ПФ дифференциатора по пространственной переменной  $H_{diff}(k_{x,inc}) = ik_{x,inc}$  и ПФ дифференциатора во времени  $H_{t,diff}(\omega_{inc}) = -i\omega_{inc}$  соответственно. Таким образом, представленный теоретический анализ показывает возможность использования МДМ-структуры в качестве оптического дифференциатора. Отметим, что добротность резонанса (ширина резонансного минимума) для рассматриваемой структуры определяется как углом падения, так и выбранным металлом (см. рис. 3). Поэтому за счет выбора угла падения и/или металла можно получить требуемый интервал линейности для ПФ (14), согласованный с шириной

пространственного или частотного спектра падающего пучка. Выполнение операции дифференцирования профиля пучка по пространственной переменной схематично показано на рис. 4.

Отметим, что представление (14) для  $H_s(k_{x,inc})$  верно только при наклонном падении (при  $\theta_0 \neq 0$ ), поскольку в окрестности нормального падения коэффициент отражения является четной функцией от  $k_x$  (см. рис. 3а). Представление для  $H_t(\omega_{inc})$  остается верным и при нормальном падении.

### 3. Результаты численного моделирования МДМ-дифференциаторов

Рассмотрим возможность использования рассмотренной МДМ-структуры для выполнения операций дифференцирования по пространственной переменной и во времени. Операцию пространственного дифференцирования рассмотрим на примере ТЕ-поляризованного монохроматического падающего пучка с Гауссовым профилем  $P_{inc}(x_{inc}) = \exp(-x_{inc}^2 / \sigma_x^2)$ ,  $\sigma_x = 8$  мкм и длиной волны  $\lambda_0 = 630$  нм (частотой  $\omega_0 = 2,9899 \cdot 10^{15} \text{c}^{-1}$ ). Операцию дифференцирования во времени рассмотрим для ТЕ-поляризованного импульса с Гауссовым профилем огибающей  $P_{inc}(t) = \exp(-t^2 / \sigma_t^2)$ ,  $\sigma_t = 88$  фс и центральной частотой  $\omega_0 = 2,9899 \cdot 10^{15} \text{c}^{-1}$ .

На рис. 5 показаны пространственная и временная ПФ МДМ-структур при угле падения  $\theta = 30^\circ$  и при использовании золота в качестве металла. Соответствующие толщины металлического и диэлектрического слоев МДМ-структуры отмечены точками на соответствующих золоту графиках на рис. 2. Точечными линиями на рис. 5 показаны нормированные спектры профиля падающего пучка  $G(k_{x,inc}) \propto \exp(-k_{x,inc}^2 \sigma_x^2 / 4)$  и огибающей импульса  $G(\omega_{inc}) \propto \exp(-\omega_{inc}^2 \sigma_t^2 / 4)$ . Вертикальными точечными линиями отмечены ширины спектров по уровню  $1/e^2$ .

Из рис. 5 видно, что спектры профиля падающего пучка и огибающей падающего импульса по большей части лежат в интервалах линейности ПФ. В этой связи следует ожидать хорошего качества дифференцирования. Отметим, что линейная фаза в ПФ (рис. 5) описывает лишь сдвиг (задержку) отраженного пучка (импульса) и не влияет на качество дифференцирования.

На рис. 6 показаны профиль отраженного пучка  $|P_{refl}(x_{refl})|$ , рассчитанный по формуле (10), и огибающая отраженного импульса, рассчитанная по формуле (12), которые формируются при ПФ, показанных на рис. 5. Для сравнения пунктирными линиями показаны модули аналитически вычисленной производной по пространственной переменной от профиля падающего пучка (рис. 6а) и аналитической производной по времени от огибающей падающего импульса (рис. 6б). Модули производных приведены с масштабными множителями, выбранными из условия совпадения максимумов аналитических производных и отраженных сигналов. Рис. 6 показывает высокое качество дифференцирования. В случае дифференци-

рования по пространственной переменной (рис. 6а) среднеквадратическое отклонение (СКО) модуля профиля отраженного пучка от аналитической производной, нормированное на максимальную амплитуду отраженного пучка, составляет 0,6%, а в случае дифференцирования по времени – 1,1%. Отметим, что при расчёте нормированных СКО сдвиг (задержка) отраженного пучка (импульса) не учитывался.

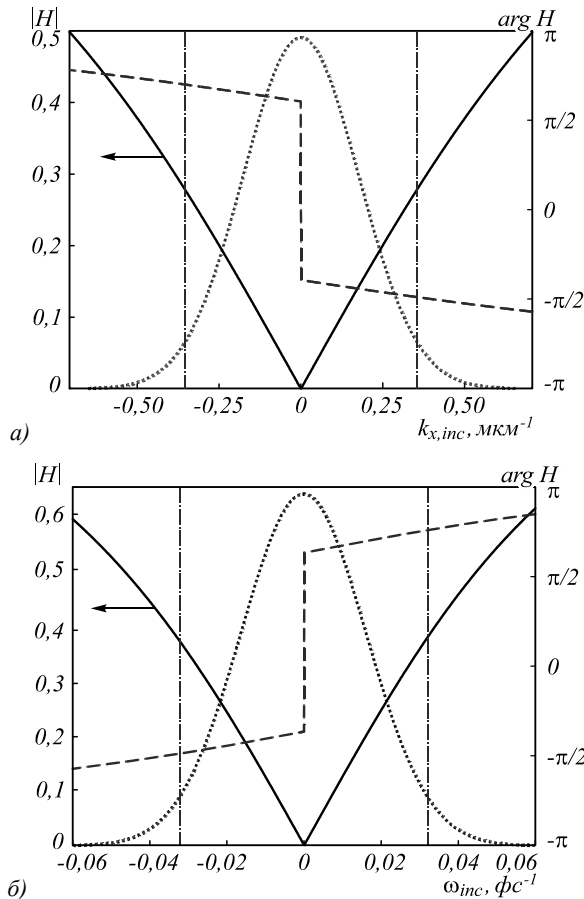


Рис. 5. Модули (сплошные линии, шкала слева) и фазы (штриховые линии, шкала справа) пространственной ПФ (а) и временной ПФ (б) МДМ-структуры при угле падения  $\theta = 30^\circ$  и материале металлических слоев золото. Точечными линиями показаны нормированные спектры профиля падающего пучка и огибающей импульса. Вертикальными штрихпунктирными линиями отмечены ширины спектров по уровню  $1/e^2$

По мнению авторов настоящей работы, рассмотренная МДМ-структура имеет ряд практических преимуществ перед дифференциаторами на основе брэгговской решётки с «дефектом» периода [5, 6], W-структуры [10], а также «плазмонным» дифференциатором на основе схемы Кречмана [11]. Для брэгговской решётки с «дефектом» периода (а также для диэлектрической дифракционной решетки и произвольной системы диэлектрических слоев) условие нулевого отражения может строго выполняться только при наличии у структуры горизонтальной плоскости симметрии [15]. Условие наличия горизонтальной симметрии является неудобным при практической реализации

дифференциатора, когда оптический пучок падает из воздуха, а сама структура располагается на некоторой диэлектрической подложке. В этом случае для получения нулевого отражения необходимо вводить пучок через призму, имеющую показатель преломления, равный показателю преломления подложки. Это существенно увеличивает габариты дифференциатора. Такой же недостаток (наличие призмы) имеют дифференциатор на основе W-структуры и плазмонный дифференциатор на основе схемы Кречмана.

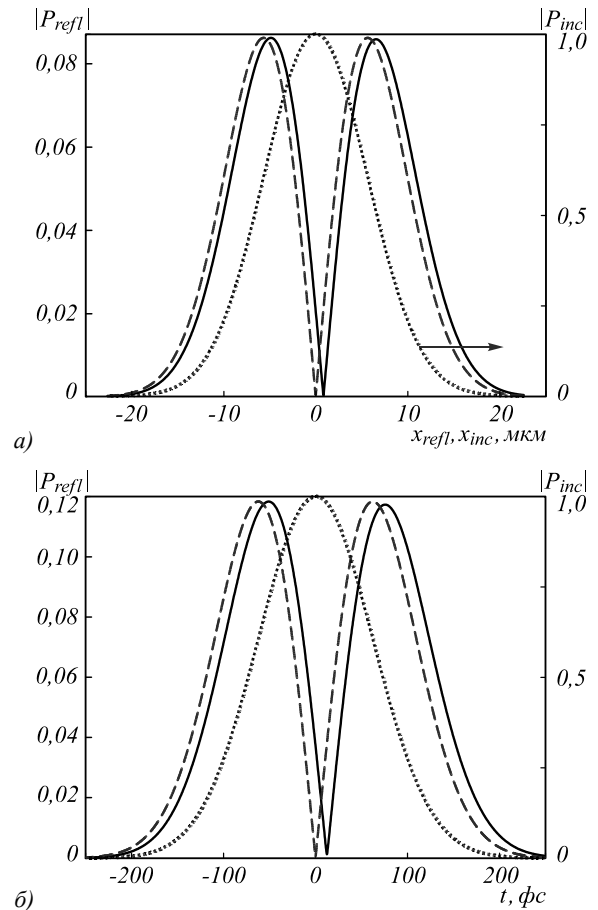


Рис. 6. Модули профилей отраженных сигналов (сплошные линии, шкала слева) и аналитически рассчитанных производных (штриховые линии, шкала слева) при монохроматическом падающем пучке (а) и временном импульсе (б). Точечными линиями показаны профили падающего пучка и огибающей падающего импульса (шкала справа)

### Заключение

В рамках модели многолучевой интерференции получено выражение для коэффициента отражения МДМ-структуры, состоящей из верхнего металлического слоя, диэлектрического слоя и металлической подложки. С использованием полученного выражения доказано, что коэффициент отражения МДМ-структуры может строго обращаться в нуль. Из приведенного доказательства следует, что при заданных материалах, длине волны и угле падения излучения нулевое отражение всегда можно получить за счет выбора толщин ме-

таллического и диэлектрического слоев МДМ-структуры. Наличие нуля отражения позволяет использовать МДМ-структуру в качестве оптического дифференциатора. Приведенные результаты численного моделирования демонстрируют возможность оптического вычисления производной по пространственной координате и во времени. Аналогично [10], помимо выполнения операций пространственного дифференцирования и во времени, МДМ-структура может быть использована для одновременного дифференцирования во времени и по пространственной переменной. Полученные результаты могут найти применение при создании систем аналоговых оптических вычислений и оптической обработки информации.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-19-00514) в части исследования оптических свойств МДМ-структуры (параграфы 1, 2), Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-07-00613) в части исследования МДМ-дифференциаторов (параграф 3) и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристалло-графия и фотоника» РАН (соглашение № 007-ГЗ/Ч3363/26) в части создания программных средств для моделирования работы дифференцирующих МДМ-структур (параграф 3).

### Литература

1. **Silva, A.** Performing mathematical operations with metamaterials / A. Silva, F. Monticone, G. Castaldi, V. Galdi, A. Alù, N. Engheta // *Science*. – 2014. – Vol. 343, Issue 6167. – P. 160-163.
2. **Solli, D.R.** Analog optical computing / D.R. Solli, B. Jalali, // *Nature Photonics*. – 2015. – Vol. 9, Issue 11. – P. 704-706.
3. **Bykov, D.A.** Temporal differentiation of optical signals using resonant gratings / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, V.A. Soifer // *Optics Letters*. – 2011. – Vol. 36, Issue 17. – P. 3509-3511. – DOI: 10.1364/OL.36.003509.
4. **Bykov, D.A.** Single-resonance diffraction gratings for time-domain pulse transformations: integration of optical signals / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, V.A. Soifer // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2012. – Vol. 29, Issue 8. – P. 1734-1740. – DOI: 10.1364/JOSAA.29.001734.
5. **Doskolovich, L.L.** Spatial differentiation of optical beams using phase-shifted Bragg grating / L.L. Doskolovich, D.A. Bykov, E.A. Bezus, V.A. Soifer // *Optics Letters*. – 2014. – Vol. 39, Issue 5. – P. 1278-1281. – DOI: 10.1364/OL.39.001278.
6. **Bykov, D.A.** Optical computation of the Laplace operator using phase-shifted Bragg grating / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, E.A. Bezus, V.A. Soifer // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, Issue 21. – P. 25084-25092. – DOI: 10.1364/OE.22.025084.
7. **Rivas, L.M.** Experimental demonstration of ultrafast all-fiber high-order photonic temporal differentiators / L.M. Rivas, S. Boudreau, Y. Park, R. Slavik, S. LaRochelle, A. Carballar, J. Azaña // *Optics Letters*. – 2009. – Vol. 34, Issue 12. – P. 1792-1794.
8. **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 // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15, Issue 2. – P. 371-381.
9. **Kulishov, M.** Design of high-order all-optical temporal differentiators based on multiple-phase-shifted fiber Bragg gratings / M. Kulishov, J. Azaña // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15, Issue 10. – P. 6152-6166.
10. **Golovastikov, N.V.** An optical differentiator based on a three-layer structure with a W-shaped refractive index profile / N.V. Golovastikov, L.L. Doskolovich, E.A. Bezus, D.A. Bykov, V.A. Soifer // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2018. – Vol. 127, Issue 2. – P. 202-209. – DOI: 10.1134/S1063776118080174.
11. **Zhu, T.** Plasmonic computing of spatial differentiation / T. Zhu, Y. Zhou, Y. Lou, H. Ye, M. Qiu, Z. Ruan, S. Fan // *Nature Communications*. – 2017. – Vol. 8, Issue 1. – P. 1-6.
12. **Ruan, Z.** Spatial mode control of surface plasmon polariton excitation with gain medium: from spatial differentiator to integrator / Z. Ruan // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40, Issue 4. – P. 601-604.
13. **Bykov, D.A.** First-order optical spatial differentiator based on a guided-mode resonant grating / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.A. Morozov, V.V. Podlipnov, E.A. Bezus, P. Verma, V.A. Soifer // *Optics Express*. – 2018. – Vol. 26, Issue 8. – P. 10997-11006. – DOI: 10.1364/OE.26.010997.
14. **Dong, Z.** Optical spatial differentiator based on subwavelength high-contrast gratings / Z. Dong, J. Si, X. Yu, X. Deng // *Applied Physics Letters*. – 2018. – Vol. 112, Issue 18. – 181102.
15. **Bykov, D.A.** Time-domain differentiation of optical pulses in reflection and in transmission using the same resonant grating / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, N.V. Golovastikov, V.A. Soifer // *Journal of Optics*. – 2013. – Vol. 15, Issue 10. – 105703. – DOI: 10.1088/2040-8978/15/10/105703.
16. **Golovastikov, N.V.** Resonant diffraction gratings for spatial differentiation of optical beams / N.V. Golovastikov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich // *Quantum Electronics*. – 2014. – Vol. 44, Issue 10. – 984. – DOI: 10.1070/QE2014v044n10ABEH015477.
17. **Youssefi, A.** Analog computing by Brewster effect / A. Youssefi, F. Zangeneh-Nejad, S. Abdollahramezani, A. Khavasi // *Optics Letters*. – 2016. – Vol. 41, Issue 15. – 3467. – DOI: 10.1364/OL.41.003467.
18. **Нестеренко, Д.В.** Оптическое дифференцирование на основе эффекта Брюстера / Д.В. Нестеренко, М.Д. Колесникова, А.В. Любарская // *Компьютерная оптика*. – 2018. – Т. 42, № 5. – С. 758-763. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-758-763.
19. **Nesterenko, D.V.** The dependence of the image edge detection directivity by Brewster effect on the gradient of inhomogeneities of objects / D.V. Nesterenko, A.V. Lyubarskaya, M.D. Kolesnikova, V.A. Soifer // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – Vol. 1368. – 022066. – DOI: 10.1088/1742-6596/1368/2/022066.
20. **Kolesnikova, M.D.** The resolution of optical image edge detection based on Brewster effect / M.D. Kolesnikova, A.V. Lyubarskaya, D.V. Nesterenko, V.A. Soifer // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – Vol. 1368. – 022016. – DOI: 10.1088/1742-6596/1368/2/022016.
21. **Nesterenko, D.V.** Brewster effect in the broadband light reflectivity / D.V. Nesterenko, M.D. Kolesnikova, L.V. Lyubarskaya, V.A. Soifer // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2020. – Vol. 1461. – 012116. – DOI: 10.1088/1742-6596/1461/1/012116.

22. **Pors, A.** Analog computing using reflective plasmonic metasurfaces / A. Pors, M.G. Nielsen, S.I. Bozhevolnyi // Nano Letters. – 2015. – Vol. 15, Issue 1. – P. 791-797.
23. **Pors, A.** Plasmonic metasurfaces for efficient phase control in reflection / A. Pors, S.I. Bozhevolnyi // Optics Express. – 2013. – Vol. 21, Issue 22. – P. 27438-27451.
24. **Chizari, A.** Analog optical computing based on a dielectric meta-reflect array / A. Chizari, S. Abdollahramezani, M.V. Jamali, J.A. Salehi // Optics Letters. – 2016. – Vol. 41, Issue 15. – P. 3451-3454.
25. **Shu, S.** Triple-layer Fabry-Perot absorber with near-perfect absorption in visible and near-infrared regime / S. Shu, Z. Li, Y.Y. Li // Optics Express. – 2013. – Vol. 21, Issue 21. – P. 25307-25315.
26. **Yan, M.** Metal-insulator-metal light absorber: a continuous structure / M. Yan // Journal of Optics. – 2013. – Vol. 15, Issue 2. – 025006.
27. **Cui, Y.** Plasmonic and metamaterial structures as electromagnetic absorbers / Y. Cui, Y. He, Y. Jin, F. Ding, L. Yang, Y. Ye, S. Zhong, Y. Lin, S. He // Laser & Photonics Reviews. – 2014. – Vol. 8, Issue 4. – P. 495-520.
28. **Ng, C.** Plasmonic near-complete optical absorption and its applications / C. Ng, L. Wesemann, E. Panchenko, J. Song, T.J. Davis, A. Roberts, D.E. Gómez // Advanced Optical Materials. – 2019. – Vol. 7, Issue 14. – 1801660.
29. **Li, Z.** Large-area, lithography-free super absorbers and color filters at visible frequencies using ultrathin metallic films / Z. Li, S. Butun, K. Aydin // ACS Photonics. – 2015. – Vol. 2, Issue 2. – P. 183-188.
30. **Wesemann, L.** Selective near-perfect absorbing mirror as a spatial frequency filter for optical image processing / L. Wesemann, E. Panchenko, K. Singh, E. Della Gaspera, D.E. Gómez, T.J. Davis, A. Roberts // APL Photonics. – 2019. – Vol. 4, Issue 10. – 100801.
31. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – Москва: Наука, 1973.
32. **Li, L.** Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings / L. Li // Journal of the Optical Society of America A. – 1996. – Vol. 13, Issue 5. – P. 1024-1035.
33. **Doskolovich, L.L.** Analytical design of flat-top transmission filters composed of several resonant structures / L.L. Doskolovich, N.V. Golovastikov, D.A. Bykov, E.A. Bezus // Optics Express. – 2019. – Vol. 27, Issue 19. – P. 26786-26798. – DOI: 10.1364/OE.27.026786.
34. **Bykov, D.A.** Coupled-wave formalism for bound states in the continuum in guided-mode resonant gratings / D.A. Bykov, E.A. Bezus, L.L. Doskolovich // Physical Review A. – 2019. – Vol. 99, Issue 6. – 063805. – DOI: 10.1103/PhysRevA.99.063805.
35. Refractive index database [Electronical Resource]. – URL: <https://refractiveindex.info/> (request date 19.10.2020).
36. **Moharam, M.G.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmission matrix approach / M.G. Moharam, D.A. Pommet, E.B. Grann, T.K. Gaylord // Journal of the Optical Society of America A. – 1995. – Vol. 12, Issue 5. – P. 1077-1086.

#### Сведения об авторах

**Кашапов Артем Ильясович** – учащийся Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королёва по специальности «Прикладная физика и математика».

**Досколович Леонид Леонидович** в 1989 году с отличием окончил Куйбышевский авиационный институт (КуАИ, ныне – Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (2001 год), профессор, работает ведущим научным сотрудником лаборатории дифракционной оптики ИСОИ РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, профессором кафедры технической кибернетики Самарского университета. Специалист в области дифракционной оптики, лазерных информационных технологий, нанофотоники. E-mail: [leonid@ipsiras.ru](mailto:leonid@ipsiras.ru).

**Быков Дмитрий Александрович** в 2009 году с отличием окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ, ныне – Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва) по специальности «Прикладная математика и информатика». Доктор физико-математических наук (2017 г.), старший научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, доцент кафедры технической кибернетики Самарского университета. Области научных интересов: нанофотоника, магнитооптика, плазмоника, электромагнитная теория дифракции. E-mail: [bykovd@gmail.com](mailto:bykovd@gmail.com).

**Безус Евгений Анатольевич** 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 (2012 г.), научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, доцент кафедры технической кибернетики Самарского университета. Области научных интересов: нанофотоника, плазмоника, электромагнитная теория дифракции. E-mail: [evgeni.bezus@gmail.com](mailto:evgeni.bezus@gmail.com).

**Нестеренко Дмитрий Владимирович** в 1999 году с отличием окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по специальности «Физика». Кандидат физико-математических наук (2002 год), старший научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики ИСОИ РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, доцент кафедры технической кибернетики Самарского национального исследовательского университета. E-mail: [nesterenko@smr.ru](mailto:nesterenko@smr.ru).

ГРНТИ: 29.31.27

Поступила в редакцию 22 октября 2020 г. Окончательный вариант – 1 февраля 2021 г.



---

# Optical differentiator based on a trilayer metal-dielectric structure

A.I. Kashapov<sup>1,2</sup>, L.L. Doskolovich<sup>1,2</sup>, D.A. Bykov<sup>1,2</sup>, E.A. Bezus<sup>1,2</sup>, D.V. Nesterenko<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS,  
443001, Samara, Russia, Molodogvardeyskaya 151,

<sup>2</sup>Samara National Research University, 443086, Samara, Russia, Moskovskoye Shosse 34

## Abstract

Optical properties of a resonant trilayer metal-dielectric-metal (MDM) structure that consists of an upper metal layer, a dielectric layer, and a metal substrate are investigated. Using a multiple wave interference model, we prove that the reflection coefficient of the MDM structure may strictly vanish. The existence of a reflectance zero makes it possible to use the MDM structure as an optical differentiator. The numerical simulation results presented demonstrate the possibility of optical computation of the first derivative with respect to either time or spatial variable. The obtained results may find application in novel analog optical computing and optical information processing systems.

**Keywords:** resonant structure, metal-dielectric multilayer, optical differentiation.

**Citation:** Kashapov AI, Doskolovich LL, Bykov DA, Bezus EA, Nesterenko DV. Optical differentiator based on a trilayer metal-dielectric structure. *Computer Optics* 2021; 45(3): 356-363. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-824.

**Acknowledgements:** This work was funded by the Russian Science Foundation (project № 19-19-00514) (investigation of the optical properties of the MDM structure, Sections 1 and 2), Russian Foundation for Basic Research (project 18-07-00613) (investigation of the MDM differentiators), and by the RF Ministry of Science and Higher Education within the State assignment to the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS (development of the software for simulating MDM differentiators, Section 3).

## References

- [1] Silva A, Monticone F, Castaldi G, Galdi V, Alù A, Engheta N. Performing mathematical operations with metamaterials. *Science* 2014; 343(6167): 160-163.
  - [2] Solli DR, Jalali B. Analog optical computing. *Nat Photon* 2015; 9(11): 704-706.
  - [3] Bykov DA, Doskolovich LL, Soifer VA. Temporal differentiation of optical signals using resonant gratings. *Opt Lett* 2011; 36(17): 3509-3511. DOI: 10.1364/OL.36.003509.
  - [4] Bykov DA, Doskolovich LL, Soifer VA. Single-resonance diffraction gratings for time-domain pulse transformations: integration of optical signals. *J Opt Soc Am A* 2012; 29(8): 1734-1740. DOI: 10.1364/JOSAA.29.001734.
  - [5] Doskolovich LL, Bykov DA, Bezus EA, Soifer VA. Spatial differentiation of optical beams using phase-shifted Bragg grating. *Opt Lett* 2014; 39(5): 1278-1281. DOI: 10.1364/OL.39.001278.
  - [6] Bykov DA, Doskolovich LL, Bezus EA, Soifer VA. Optical computation of the Laplace operator using phase-shifted Bragg grating. *Opt Express* 2014; 22(21): 25084-25092. DOI: 10.1364/OE.22.025084.
  - [7] Rivas LM, Boudreau S, Park Y, Slavik R, LaRochelle S, Carballar A, Azaña J. Experimental demonstration of ultrafast all-fiber high-order photonic temporal differentiators. *Opt Lett* 2009; 34(12): 1792-1794.
  - [8] Berger NK, Levit B, Fischer B, Kulishov M, Plant DV, Azaña J. Temporal differentiation of optical signals using a phase-shifted fiber Bragg grating. *Opt Express* 2007; 15(2): 371-381.
  - [9] Kulishov M, Azaña J. Design of high-order all-optical temporal differentiators based on multiple-phase-shifted fiber Bragg gratings. *Opt Express* 2007; 15(10): 6152-6166.
  - [10] Golovastikov NV, Doskolovich LL, Bezus EA, Bykov DA, Soifer VA. An optical differentiator based on a three-layer structure with a W-shaped refractive index profile. *J Exp Theor Phys* 2018; 127(2): 202-209. DOI: 10.1134/S1063776118080174.
  - [11] Zhu T, Zhou Y, Lou Y, Ye H, Qiu M, Ruan Z, Fan S. Plasmonic computing of spatial differentiation. *Nat Commun* 2017; 8(1): 1-6.
  - [12] Ruan Z. Spatial mode control of surface plasmon polariton excitation with gain medium: from spatial differentiator to integrator. *Opt Lett* 2015; 40(4): 601-604.
  - [13] Bykov DA, Doskolovich LL, Morozov AA, Podlipnov VV, Bezus EA, Verma P, Soifer VA. First-order optical spatial differentiator based on a guided-mode resonant grating. *Opt Express* 2018; 26(8): 10997-11006. DOI: 10.1364/OE.26.010997.
  - [14] Dong Z, Si J, Yu X, Deng X. Optical spatial differentiator based on subwavelength high-contrast gratings. *Appl Phys Lett* 2018; 112(18): 181102.
  - [15] Bykov DA, Doskolovich LL, Golovastikov NV, Soifer VA. Time-domain differentiation of optical pulses in reflection and in transmission using the same resonant grating. *J Opt* 2013; 15(10): 105703. DOI: 10.1088/2040-8978/15/10/105703.
  - [16] Golovastikov NV, Bykov DA, Doskolovich LL. Resonant diffraction gratings for spatial differentiation of optical beams. *Quantum Electron* 2014; 44(10): 984. DOI: 10.1070/QE2014v044n10ABEH015477.
  - [17] Youssefi A, Zangeneh-Nejad F, Abdollahramezani S, Khavasi A. Analog computing by Brewster effect. *Opt Lett* 2016; 41(15): 3467. DOI: 10.1364/OL.41.003467.
  - [18] Nesterenko DV, Kolesnikova MD, Lyubarskaya AV. Optical differentiation based on the Brewster effect. *Computer Optics* 2018; 42(5): 758-763. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-758-763.
-

- [19] Nesterenko DV, Lyubarskaya AV, Kolesnikova MD, Soifer VA. The dependence of the image edge detection directivity by Brewster effect on the gradient of inhomogeneities of objects. *J Phys Conf Ser* 2019; 1368: 022066. DOI: 10.1088/1742-6596/1368/2/022066.
- [20] Kolesnikova MD, Lyubarskaya AV, Nesterenko DV, Soifer VA. The resolution of optical image edge detection based on Brewster effect. *J Phys Conf Ser* 2019; 1368: 022016. DOI: 10.1088/1742-6596/1368/2/022016.
- [21] Nesterenko DV, Kolesnikova MD, Lyubarskaya AV, Soifer VA. The dependence of the image edge detection directivity by Brewster effect on the gradient of inhomogeneities of objects. *J Phys Conf Ser* 2020; 1461: 012116. DOI: 10.1088/1742-6596/1461/1/012116.
- [22] Pors A, Nielsen MG, Bozhevolnyi SI. Analog computing using reflective plasmonic metasurfaces. *Nano Lett* 2015; 15(1): 791-797.
- [23] Pors A, Bozhevolnyi SI. Plasmonic metasurfaces for efficient phase control in reflection. *Opt Express* 2013; 21(22): 27438-27451.
- [24] Chizari A, Abdollahramezani S, Jamali MV, Salehi JA. Analog optical computing based on a dielectric meta-reflect array. *Opt Lett* 2016; 41(15): 3451-3454.
- [25] Shu S, Li Z, Li YY. Triple-layer Fabry-Perot absorber with near-perfect absorption in visible and near-infrared regime. *Opt Express* 2013; 21(21): 25307-25315.
- [26] Yan M. Metal-insulator-metal light absorber: a continuous structure. *J Opt* 2013; 15(2): 025006.
- [27] Cui Y, He Y, Jin Y, Ding F, Yang L, Ye Y, He S. Plasmonic and metamaterial structures as electromagnetic absorbers. *Laser & Photonics Reviews* 2014; 8(4): 495-520.
- [28] Ng C, Wesemann L, Panchenko E, Song J, Davis TJ, Roberts A, Gómez DE. Plasmonic near-complete optical absorption and its applications. *Adv Opt Mater* 2019; 7(14): 1801660.
- [29] Li Z, Butun S, Aydin K. Large-area, lithography-free super absorbers and color filters at visible frequencies using ultrathin metallic films. *ACS Photon* 2015; 2(2): 183-188.
- [30] Wesemann L, Panchenko E, Singh K, Della Gaspera E, Gómez DE, Davis TJ, Roberts A. Selective near-perfect absorbing mirror as a spatial frequency filter for optical image processing. *APL Photon* 2019; 4(10): 100801.
- [31] Born M, Wolf E. Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. 7<sup>th</sup> ed. Cambridge: Cambridge University Press; 1999.
- [32] Li L. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings. *J Opt Soc Am A* 1996; 13(5): 1024-1035.
- [33] Doskolovich LL, Golovastikov NV, Bykov DA, Bezus EA. Analytical design of flat-top transmission filters composed of several resonant structures. *Opt Express* 2019; 27(19): 26786-26798. DOI: 10.1364/OE.27.026786.
- [34] Bykov DA, Bezus EA, Doskolovich LL. Coupled-wave formalism for bound states in the continuum in guided-mode resonant gratings. *Phys Rev A* 2019; 99(6): 063805. DOI: 10.1103/PhysRevA.99.063805.
- [35] Refractive index database. Source: <https://refractiveindex.info/>.
- [36] Moharam MG, Pommet DA, Grann EB, Gaylord TK. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach. *J Opt Soc Am A* 1995; 12(5): 1077-1086.

#### *Authors' information*

**Artem Ilyasovich Kashapov** is a student of Samara National Research University majoring in Applied Physics and Mathematics.

**Leonid Leonidovich Doskolovich** graduated with honors (1989) from S.P. Korolyov Kuibyshev Aviation Institute (presently, Samara National Research University), majoring in Applied Mathematics. He received his Doctor in Physics & Maths (2001) degree from Samara National Research University. Leading researcher of the IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, professor at Samara University’s Technical Cybernetics subdepartment. Current research interests include diffractive optics, laser information technologies, nanophotonics. E-mail: [leonid@ipsiras.ru](mailto:leonid@ipsiras.ru).

**Dmitry Alexandrovich Bykov** graduated with honors (2009) from Samara State Aerospace University (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Computer Science. Doctor of Physics and Mathematics (2017). Senior researcher at Samara University and at the Diffractive Optics Laboratory of the Image Processing Systems Institute RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. His current research interests include optics of resonant diffractive structures, magneto-optics of nanostructured materials, and electromagnetic diffraction theory. E-mail: [bykovd@gmail.com](mailto:bykovd@gmail.com).

**Evgeni Anatolievich Bezus** graduated with honors (2009) from the Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Computer Science. Candidate in Physics and Mathematics (2012). Currently he is a researcher at the Diffractive Optics Laboratory of Image Processing Systems Institute (IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics RAS”) and an associate professor at Technical Cybernetics department of Samara University. His current research interests include nanophotonics, plasmonics and electromagnetic diffraction theory. E-mail: [evgeni.bezus@gmail.com](mailto:evgeni.bezus@gmail.com).

---

**Dmitry V. Nesterenko** graduated with honors (1999) from Samara State Aerospace University (Samara, Russia), majoring in Physics. Candidate in Optics (2002). Currently he is a senior researcher at Diffractive Optics laboratory of Image Processing Systems Institute RAS – Branch of the FSRC "Crystallography and Photonics" RAS (Samara, Russia), an associate professor at Samara National Research University. His current research interests include nanophotonics, plasmonics, and electromagnetic theory. E-mail: [nesterenko@smr.ru](mailto:nesterenko@smr.ru).

---

*Received October 22, 2020. The final version – February 1, 2021.*

---