

РЕЗОНАНСНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ СПЕКТРОВ БРЭГГОВСКОЙ СТРУКТУРЫ С ДЕФЕКТНЫМ СЛОЕМ

Л.Л. Досколович^{1,2}, Н.В. Головастиков^{1,2}, Д.А. Быков^{1,2}, С.И. Харитонов^{1,2}

¹ Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия,

² Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ), Самара, Россия

Аннотация

Получена резонансная аппроксимация коэффициентов отражения и пропускания брэгговской решётки с дефектом как функция частоты и тангенциальных компонент волнового вектора падающего излучения. Представленные результаты строгого моделирования полностью подтверждают предложенное теоретическое описание.

Ключевые слова: брэгговские решётки, частотная фильтрация, пространственная фильтрация.

Цитирование: Досколович, Л.Л. Резонансная аппроксимация спектров брэгговской структуры с дефектным слоем / Л.Л. Досколович, Н.В. Головастиков, Д.А. Быков, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 3. – С. 311–318.

Введение

Среди элементов нанофотоники, которые могут быть использованы в качестве спектральных фильтров в оптических системах различного назначения, следует выделить резонансные интерференционные фильтры на основе многослойных покрытий. Интеграция таких фильтров в спектральную аппаратуру требует решения ряда научных проблем. В частности, в изображающем спектрометре на спектральный фильтр падает излучение не только различных длин волн из широкого спектрального диапазона, но также в широком диапазоне углов падения. При таких условиях расчёт фильтра, выделяющего заданный спектральный интервал, является сложной задачей. При этом важной научной задачей является получение общего представления для пространственно-частотной передаточной функции многослойного покрытия, представляющей коэффициент пропускания спектрального фильтра как функцию угловой частоты и пространственных частот (углов падения). Данное представление позволит в общем виде описать функционирование спектрометра системы в рамках теории линейных систем.

Для спектральной фильтрации широко используются брэгговские решётки с дефектным слоем (БРДС, англ. — phase-shifted Bragg gratings) [1–4]. БРДС состоит из двух симметричных брэгговских решёток, разделённых слоем «дефекта» (рис. 1), и позволяет получить нулевое отражение и, соответственно, единичное пропускание при заданной частоте или угле падения [5]. Данный эффект имеет резонансную природу и обусловлен возбуждением мод, локализованных в слое дефекта. При этом частота, соответствующая нулевому отражению, расположена в запрещённой зоне брэгговской решётки. Такой вид спектров позволяет использовать БРДС в гиперспектральной аппаратуре, а также в системах аналоговых оптических вычислений для временного (пространственного) дифференцирования огибающей импульса (профиля падающего пучка).

В настоящей работе впервые предложена простая теоретическая аппроксимация для коэффициентов отражения и пропускания БРДС, рассматриваемых как функции угловой частоты и пространственных

частот. Представленные результаты строгого моделирования спектров БРДС полностью подтверждают предложенное теоретическое описание.

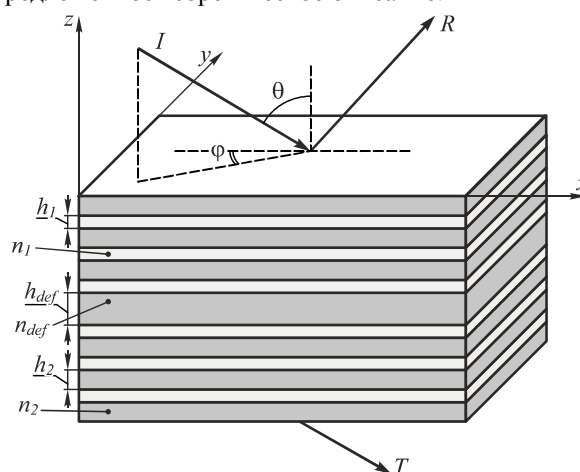


Рис. 1. Геометрия задачи

Передаточная функция системы однородных слоёв

Для описания пространственных и временных преобразований световых пучков оптическими фильтрами широко используется аппарат теории линейных систем [5–9]. Передаточная функция (ПФ) линейной системы описывает отклик системы на гармонический сигнал в виде комплексной экспоненты. В оптике аналогом гармонического сигнала является плоская волна, которая характеризуется частотой, направлением распространения и направлением вектора поляризации [5].

При фиксированной поляризации ПФ системы однородных слоёв является функцией трёх аргументов: частоты и тангенциальных компонент волнового вектора падающей волны. В рамках линейной оптики указанные величины не изменяются при отражении и прохождении падающей плоской волны через многослойную структуру. При этом передаточные функции, описывающие функционирование многослойной системы в отражении и пропускании, совпадают с коэффициентами отражения и пропускания системы.

Поскольку плоская волна с произвольным вектором поляризации может быть представлена в виде суперпозиции плоских волн с ТЕ- и ТМ-поляризациями, то многослойная система может быть полностью описана коэффициентами отражения и пропускания для указанных базовых поляризаций. Пусть ось z перпендикулярна системе слоёв, тогда у волн с ТЕ-поляризацией (ТЕ-волн) вектор электрического поля перпендикулярен оси z , а у волн с ТМ-поляризацией (ТМ-волн) вектор магнитного поля перпендикулярен оси z . В явном виде выражения для ТЕ- и ТМ-волн приведены в работе [5].

Обозначим $R_{\text{ТЕ,ТМ}}(k_x, k_y, \omega)$ и $T_{\text{ТЕ,ТМ}}(k_x, k_y, \omega)$ коэффициенты отражения и пропускания многослойной структуры для ТЕ- и ТМ-падающих волн с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{p} = (k_x, k_y, k_z)$, где $k_z = -\sqrt{k_0^2 n_{\text{sup}}^2 - (k_x^2 + k_y^2)}$, $k_0 = \omega/c$ – волновое число, n_{sup} – показатель преломления среды. Знак “–” в компоненте k_z волнового вектора показывает, что падающая волна распространяется против оси z .

Для системы однородных слоёв коэффициенты отражения и пропускания зависят только от угла между нормалью и волновым вектором, то есть коэффициенты отражения и пропускания можно рассматривать как функции только одной компоненты волнового вектора:

$$\begin{aligned} R_{\text{ТЕ,ТМ}}(k_x, k_y, \omega) &= R_{\text{ТЕ,ТМ}}(\sqrt{k_x^2 + k_y^2}, 0, \omega), \\ T_{\text{ТЕ,ТМ}}(k_x, k_y, \omega) &= T_{\text{ТЕ,ТМ}}(\sqrt{k_x^2 + k_y^2}, 0, \omega). \end{aligned} \quad (1)$$

Резонансное представление спектров брэгговской решётки с дефектным слоем

В качестве узкополосных спектральных фильтров широко используются брэгговские решётки с дефектным слоем (БРДС) [1–4]. Такие решётки позволяют получить нулевое отражение и соответственно единичное пропускание при $k_x = \frac{2\pi}{\lambda_B} n_{\text{sup}} \sin(\theta_0)$ (при угле падения

θ_0) одновременно для ТЕ- и ТМ-поляризации падающей плоской волны. Эти решётки состоят из двух симметричных брэгговских решёток, разделённых слоем дефекта. В простейшем случае слои брэгговской решётки имеют одинаковую оптическую толщину

$$\tilde{n}_1 h_1 = \tilde{n}_2 h_2 = \lambda_B / 4, \quad (2)$$

где $\tilde{n}_i = \sqrt{n_i^2 - n_{\text{sup}}^2 \sin^2(\theta_0)}$, $i = 1, 2$, n_i , h_i – показатели преломления и толщины слоёв брэгговской решётки, λ_B – брэгговская длина волны. При оптической толщине дефектного слоя $\tilde{n}_{\text{def}} h_{\text{def}} = \lambda_B / 2$, где $\tilde{n}_{\text{def}} = \sqrt{n_{\text{def}}^2 - n_{\text{sup}}^2 \sin^2(\theta_0)}$, n_{def} – показатель преломления дефектного слоя, коэффициент отражения брэгговской решётки при длине волны λ_B и угле падения θ_0

обращается в ноль [3]. Отметим, что указанный ноль отражения расположен в центре первой запрещённой зоны брэгговской решётки. Нулевое отражение в центре запрещённой зоны имеет резонансную природу и связано с возбуждением мод, локализованных в дефектном слое.

Получим представления для коэффициентов отражения и пропускания БРДС в окрестности частоты квазиволноводной моды, возбуждаемой в слое дефекта. Согласно (1), достаточно рассмотреть двумерный случай, соответствующий условию $k_y = 0$. Для брэгговской структуры в окрестности нормального падения ($k_x = 0$) справедливы следующие аппроксимации коэффициентов отражения и пропускания как функций от k_x [10–14]:

$$R(k_x) = r \frac{k_x^2 - k_{z,R}^2}{k_x^2 - k_p^2}, \quad T(k_x) = t \frac{k_x^2 - k_{z,T}^2}{k_x^2 - k_p^2}, \quad (3)$$

где r, t – нерезонансные коэффициенты отражения и пропускания, $k_{z,R}, k_{z,T}$ – комплексные нули коэффициентов отражения и пропускания, k_p – комплексная константа распространения собственной моды резонансной структуры. Формулы (3) представляют коэффициенты отражения и пропускания как функцию пространственной частоты k_x при фиксированной частоте ω . Для простоты в (3) опущен индекс поляризации падающей волны. Чтобы получить коэффициент пропускания как функцию от двух переменных (k_x, ω), рассмотрим нули и полюсы коэффициентов отражения и пропускания как функции от ω :

$$k_{z,R}^2 = Z_R(\omega), \quad k_{z,T}^2 = Z_T(\omega), \quad k_p^2 = P(\omega). \quad (4)$$

В этом случае получим:

$$\begin{aligned} R(k_x, \omega) &= r \frac{k_x^2 - Z_R(\omega)}{k_x^2 - P(\omega)}, \\ T(k_x, \omega) &= t \frac{k_x^2 - Z_T(\omega)}{k_x^2 - P(\omega)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Используя закон сохранения энергии, можно показать, что нули и полюсы связаны следующими соотношениями (см. Приложение):

$$\begin{aligned} Z_R(\omega) &= \text{Re}\{P(\omega)\} \pm i \frac{t}{r} \text{Im}\{P(\omega)\}, \\ Z_T(\omega) &= \text{Re}\{P(\omega)\} \pm i \frac{r}{t} \text{Im}\{P(\omega)\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Будем считать, что брэгговская структура содержит достаточно большое количество слоёв, а рассматриваемый интервал частот находится в запрещённой зоне брэгговской структуры. В этом случае можно считать, что нерезонансный коэффициент пропускания t равен нулю. Тогда подставляя (6) в (5) и полагая $t = 0$, получим:

$$\begin{aligned} R(k_x, \omega) &= r \frac{k_x^2 - \text{Re}\{P(\omega)\}}{k_x^2 - P(\omega)}, \\ T(k_x, \omega) &= \mp i r \frac{\text{Im}\{P(\omega)\}}{k_x^2 - P(\omega)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Запишем коэффициенты пропускания и отражения при нормальном падении ($k_x=0$) как функции частоты:

$$R(0, \omega) = r \frac{\operatorname{Re}\{P(\omega)\}}{P(\omega)},$$

$$T(0, \omega) = \pm ir \frac{\operatorname{Im}\{P(\omega)\}}{P(\omega)}. \quad (8)$$

Выражения (8) примут известный вид, соответствующий резонансному представлению для коэффициентов отражения и пропускания как функции частоты ω [11, 15], если функцию $P(\omega)$ разложить в ряд по ω до первой степени:

$$P(\omega) = \alpha + \beta\omega = \beta(\omega - \omega_p), \quad (9)$$

где $\omega_p = -\alpha/\beta$ в (9) соответствует комплексной частоте моды структуры (полюсу коэффициента пропускания и отражения) при нормальном падении ($k_x=0$). Нерезонансный коэффициент пропускания ($T(0, \omega)$ при $|\omega - \omega_p| \gg 1$) в (8) должен также обращаться в ноль. Данное условие выполняется при $\operatorname{Im}\{\beta\} = 0$. Подставляя (9) в (7), запишем следующие аппроксимации для коэффициентов отражения и пропускания как функций от (k_x, ω) :

$$R(k_x, \omega) = r \frac{k_x^2 - \beta\omega + \beta \operatorname{Re}\{\omega_p\}}{k_x^2 - \beta(\omega - \omega_p)},$$

$$T(k_x, \omega) = \pm ir \frac{\beta \operatorname{Im}\{\omega_p\}}{k_x^2 - \beta(\omega - \omega_p)}, \quad (10)$$

где $\beta \in \mathbb{R}$.

В трёхмерном случае коэффициенты отражения и пропускания принимают вид:

$$R(k_x, k_y, \omega) = r \frac{k_x^2 + k_y^2 - \beta(\omega - \omega_z)}{k_x^2 + k_y^2 - \beta(\omega - \omega_p)},$$

$$T(k_x, k_y, \omega) = \pm ir \frac{\beta \operatorname{Im}\{\omega_p\}}{k_x^2 + k_y^2 - \beta(\omega - \omega_p)}, \quad (11)$$

где $\omega_z = \operatorname{Re}\{\omega_p\}$ – ноль коэффициента отражения.

Формулы (11) получены для некоторой фиксированной поляризации (ТЕ- или ТМ-). Из условия, что коэффициенты отражения и пропускания совпадают при нормальном падении

$$R_{\text{ТЕ}}(0, \omega) = R_{\text{ТМ}}(0, \omega), \quad T_{\text{ТЕ}}(0, \omega) = T_{\text{ТМ}}(0, \omega), \quad (12)$$

несложно получить, что в рамках рассматриваемых аппроксимаций

$$R_{\text{ТЕ}}(k_x, k_y, \omega) = R_{\text{ТМ}}(k_x, k_y, \omega),$$

$$T_{\text{ТЕ}}(k_x, k_y, \omega) = T_{\text{ТМ}}(k_x, k_y, \omega). \quad (13)$$

Результаты расчётов

Исследуем точность предложенных аппроксимаций (11)–(13) на примере БРДС, состоящей из двух брэггов-

ских решёток с N периодами, разделённых дефектным слоем (общее число слоёв равно $4N + 1$). Показатели преломления материалов слоёв, дефекта, над и под решёткой определим в виде: $n_1 = 1,5$, $n_2 = 2,25$, $n_{\text{def}} = 1,5$, $n_{\text{sub}} = n_{\text{sup}} = 1$. Толщины слоёв брэгговских структур определим из уравнения (2) при $\lambda_B = 1500$ нм.

На рис. 2а и 3а приведены спектры коэффициентов отражения и пропускания БРДС с вышеуказанными параметрами при числе периодов $N=7$ и $N=3$. Данные спектры рассчитаны строгим методом фурье-мод [16, 17] для случая ТМ-поляризации и показывают наличие выраженных резонансов (минимума отражения и максимума пропускания), связанных с возбуждением в структурах квазиволноводных мод. На рис. 2б и 3б приведены аппроксимации коэффициентов отражения и пропускания, вычисленные по предложенной формуле (11). Сравнение рис. 2а, 2б и 3а, 3б подтверждает хорошую точность предложенных аппроксимаций. Значения относительного среднеквадратичного отклонения между строго вычисленными спектрами и их аппроксимациями, рассчитанными по формуле (11), составляют менее 10% (табл. 1). Значения параметров аппроксимируемых выражений (11), при которых были рассчитаны спектры на рис. 2б и 3б, приведены в табл. 2. Данные параметры были рассчитаны следующим образом. Значения комплексных частот возбуждаемых мод ω_p в (11) были найдены как полюсы матриц рассеяния структур при нормальном падении ($k_x=0$) с использованием метода работы [18]. Нули коэффициентов отражения при нормальном падении ω_z соответствуют брэгговской длине волны $\lambda_B = 1500$ нм. Оставшиеся значения параметров β и r были получены в результате оптимизации из условия минимума разности между коэффициентами отражения и пропускания, рассчитанными с использованием метода фурье-мод, и приближёнными выражениями (11).

Табл. 1. Относительные СКО между строго вычисленными спектрами (рис. 2а, 3а) и их аппроксимациями (рис. 2б, 3б), рассчитанными по формуле (11)

	$N=3$	$N=7$
R	10 %	8 %
T	7 %	3,5 %

Табл. 2. Параметры аппроксимаций (11)

	$N=3$	$N=7$
r	$0,991864 + 2,37 \cdot 10^{-7}i$	$0,999889 + 5,34 \cdot 10^{-6}i$
ω_p	$1,2557677 \cdot 10^{15}$ $- 46,071064i \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$	$1,2557677 \cdot 10^{15}$ $- 1,3828871i \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$
β	$8,0385 \cdot 10^{-2}$ $+ 18,872i \cdot 10^{-4} \text{ пс/мкм}^2$	$8,0809 \cdot 10^{-2}$ $+ 5,545i \cdot 10^{-4} \text{ пс/мкм}^2$

Отметим, что спектры рассматриваемых БРДС для случая ТЕ-поляризации также хорошо описываются аппроксимациями, представленными на рис. 2б, 3б. При этом значения относительного среднеквадратичного отклонения между строго вычисленными ТЕ-спектрами (не показаны в статье) и их аппроксимациями на рис. 2б, 3б составляют менее 8%.

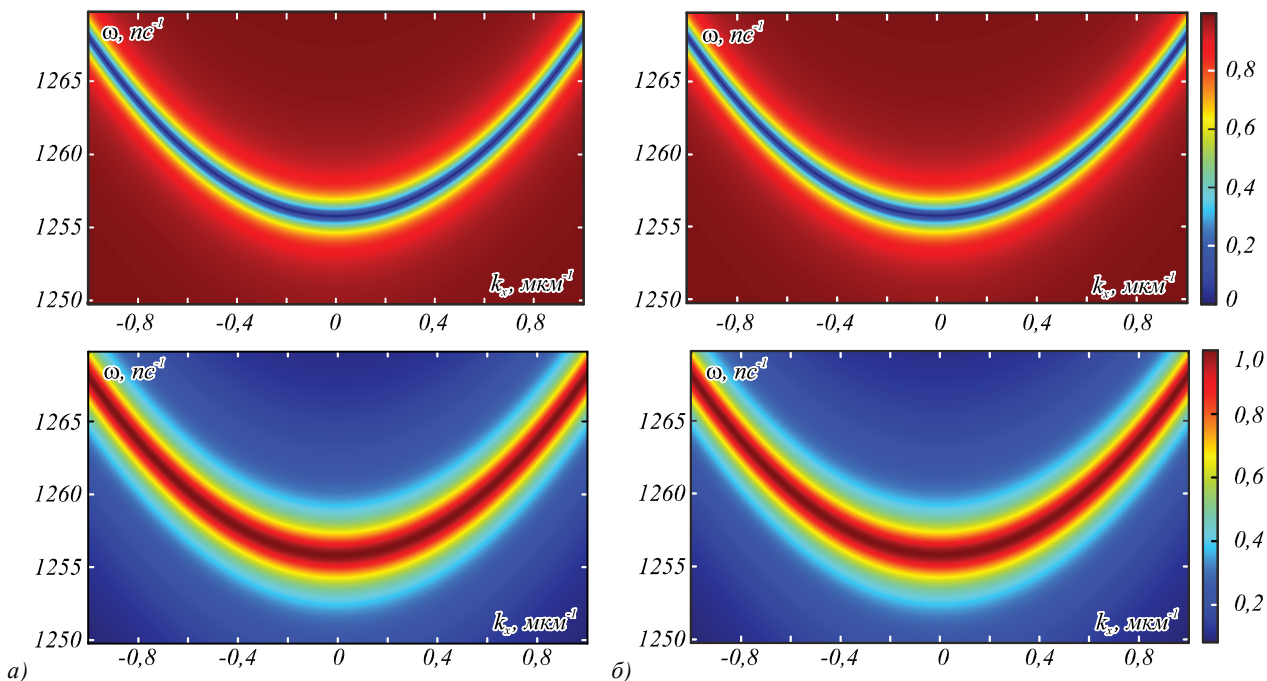


Рис. 2. Модули коэффициентов отражения $R_{TM}(k_x, \omega)$ (сверху) и пропускания $T_{TM}(k_x, \omega)$ (снизу) для БРДС, рассчитанные методом фурье-мод (а) и на основе резонансного приближения (11) (б) при числе периодов $N = 7$

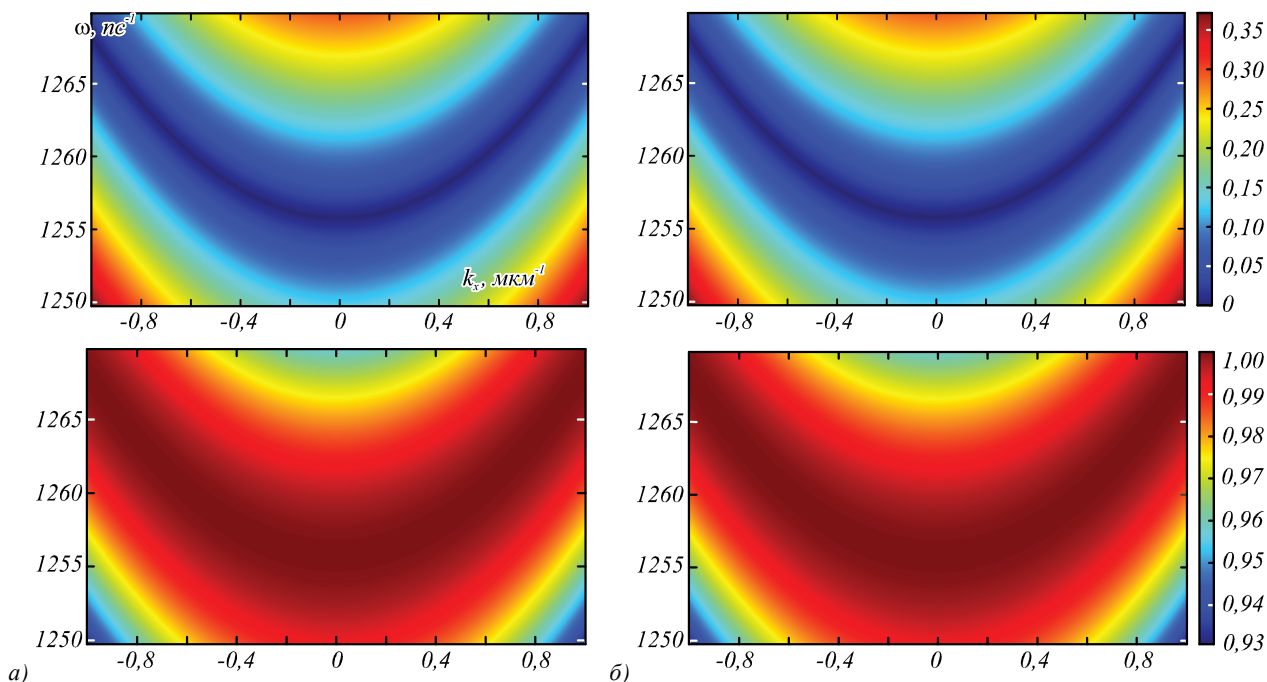


Рис. 3. Модули коэффициента отражения $R_{TM}(k_x, \omega)$ (сверху) и пропускания $T_{TM}(k_x, \omega)$ (снизу) БРДС, рассчитанные методом фурье-мод (а) и на основе резонансного приближения (11) (б) при числе периодов $N = 3$

Интересно отметить, что аппроксимации (11)–(13) были получены для случая, когда нерезонансный коэффициент пропускания равен нулю, то есть при большом числе периодов в брэгговской структуре. В то же время результаты расчётов, представленные на рис. 3, показывают, что предложенные аппроксимации имеют достаточно хорошую точность уже при числе периодов $N = 3$ (при числе слоёв $4N + 1 = 13$).

Заключение

В работе получена аналитическая аппроксимация коэффициентов отражения и пропускания многослойного интерференционного фильтра, основанного на брэгговской решётке с дефектом. В рамках предложенной аппроксимации коэффициенты отражения и пропускания рассматриваются как функции угловой частоты и пространственных частот (тан-

генциальных компонент волнового вектора падающей волны). Приближение справедливо в окрестности собственной частоты квазиволноводной моды структуры. Результаты численного моделирования подтверждают правильность приведённого теоретического описания.

Полученные результаты позволят описать функционирование спектрального фильтра в рамках линейных систем.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 14-31-00014.

Приложение

Рассмотрим вид комплексных коэффициентов отражения и пропускания плоской волны, падающей на многослойную диэлектрическую структуру, обладающую горизонтальной плоскостью симметрии. Будем предполагать, что коэффициенты отражения и пропускания R и T нормированы таким образом, что квадраты их модулей соответствуют интенсивностям отражённой и прошедшей волн. Матрица рассеяния такой многослойной структуры может быть записана в виде [19]:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} R & T \\ T & R \end{bmatrix}. \quad (\text{A.14})$$

Отметим, что коэффициенты R , T и, соответственно, матрица рассеяния в (A.14) являются функциями от (k_x, ω) . Поскольку рассматриваемая структура является диэлектрической (непоглощающей), то в силу закона сохранения энергии матрица рассеяния \mathbf{S} является унитарной [19, 20]. Кроме того, матрица \mathbf{S} является нормальной, и поэтому условие унитарности для неё запишется в виде $|\lambda_1| = |\lambda_2| = 1$, где собственные значения матрицы рассеяния имеют вид

$$\lambda_1 = R + T; \lambda_2 = R - T. \quad (\text{A.15})$$

Это означает, что собственные значения матрицы \mathbf{S} должны иметь следующий вид: $\lambda_1 = e^{i\phi}$, $\lambda_2 = e^{i\psi}$, $\phi, \psi \in \mathbb{R}$. Таким образом, при фиксированных значениях (k_x, ω) комплексные коэффициенты отражения и пропускания могут быть полностью охарактеризованы двумя действительными числами ϕ и ψ .

Рассмотрим коэффициенты отражения и пропускания как функции k_x при фиксированной частоте ω . Для того, чтобы коэффициенты $T(k_x)$ и $R(k_x)$ имели вид (5) рациональных функций от k_x^2 , необходимо представить собственные значения (A.15) в виде рациональных функций от k_x^2 с единичным модулем. Если не рассматривать вырожденные резонансы [15, 21], то для собственных значений λ_1 , λ_2 существуют два следующих возможных представления [21, 22]:

$$\begin{cases} \lambda_1 = e^{i\phi} \frac{k_x^2 - P^*(\omega)}{k_x^2 - P(\omega)}; \\ \lambda_2 = e^{i\psi}; \end{cases} \quad \begin{cases} \lambda_1 = e^{i\phi}; \\ \lambda_2 = e^{i\psi} \frac{k_x^2 - P^*(\omega)}{k_x^2 - P(\omega)}. \end{cases} \quad (\text{A.16})$$

Первое представление соответствует чётной (z -симметричной) моде, второе – нечётной (z -антисимметричной) моде [19, 22].

Подставляя (A.16) в (A.15), нетрудно получить соотношения (5), в которых $r = 0,5(e^{i\phi} + e^{i\psi})$, $t = 0,5(e^{i\phi} - e^{i\psi})$, а нули $Z_R(\omega)$, $Z_T(\omega)$ определяются соотношениями (6).

Литература

1. **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(10). – P. 6152–6166.
2. **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(2). – P. 371–381.
3. **Ngo, N.** Design of a high-speed optical dark-soliton detector using a phase-shifted waveguide Bragg grating in reflection / N. Ngo // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32(23). – P. 3402–3404.
4. **Li, M.** Multi-channel notch filter based on a phase-shifted phase-only-sampled fiber Bragg grating / M. Li, H. Li, Y. Painchaud // Optics Express. – 2008. – Vol. 16(23). – P. 19388–19394.
5. **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(21). – P. 25084–25092.
6. **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(5). – P. 1278–1281.
7. **Golovastikov, N.V.** Spatial optical integrator based on phase-shifted Bragg gratings / N.V. Golovastikov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, E.A. Bezus // Optics Communications. – 2015. – Vol. 338. – P. 457–460.
8. **Kazanskiy, N.L.** Use of photonic crystal cavities for temporal differentiation of optical signals / N.L. Kazanskiy, P.G. Serafimovich, S.N. Khonina // Optics Letters. – 2013. – Vol. 38(7). – P. 1149–1151.
9. **Kazanskiy, N.L.** Coupled-resonator optical wave-guides for temporal integration of optical signals / N.L. Kazanskiy, P.G. Serafimovich // Optics Express. – 2014. – Vol. 22(11). – P. 14004–14013.
10. **Popov, E.** Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings / E. Popov, L. Mashev, D. Maystre // Optica Acta. – 1986. – Vol. 33(5). – P. 607–619.
11. **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 // J. Opt. Soc. Am. A. – 2012. – Vol. 29(8). – P. 1734–1740.
12. **Neviere, M.** Electromagnetic resonances in linear and nonlinear optics: phenomenological study of grating behavior through the poles and zeros of the scattering operator / M. Neviere, E. Popov, R. Reinisch // Journal of the Optical Society of America A. – 1995. – V. 12(3). – P. 513–523.

13. Резонансное рассеяние волн. Т.1. Дифракционные решётки / В.П. Шестопалов, А.А. Кириленко, С.А. Масалов, Ю.К. Сиренко – Киев: Наукова думка, 1986. – 232 с.
14. **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(10). – P. 984–988.
15. **Suh, W.** All-pass transmission or flattop reflection filters using a single photonic crystal slab / W. Suh, S. Fan // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 84(24). – P. 4905–4907.
16. **Moharam, M.G.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach / M.G. Moharam, T.K. Gaylord, Drew A. Pommet, Eric B. Grann // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1995. – Vol. 12(5). – P. 1077–1086.
17. **Li, L.** Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures / L. Li // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1996. – Vol. 13(9). – P. 1870–1876.
18. **Bykov, D.A.** Numerical methods for calculating poles of the scattering matrix with applications in grating theory / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich // *Journal of Lightwave Technology*. – 2013. – Vol. 31(5). – P. 793–801.
19. **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. 5. – P. 105703.
20. **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. – 045138.
21. **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. Kazanskiy // *Journal of Experimental and Theoretical Physics* – 2010. – Vol. 111(6). – P. 967–974.
22. **Kirilenko, A.A.** Connection of S-matrix of wave-guide and periodical structures with complex frequency spectrum / A.A. Kirilenko, B.G. Tysik // *Electromagnetics*. – 1993. – Vol. 13(3). – P. 301–318.
- [6] Doskolovich LL, Bykov DA, Bezus EA, Soifer VA. Spatial differentiation of optical beams using phase-shifted Bragg grating. *Optics Letters* 2014; 39(5): 1278–1281.
- [7] Golovastikov NV, Bykov DA, Doskolovich LL, Bezus EA. Spatial optical integrator based on phase-shifted Bragg gratings. *Optics Communications* 2015; 338: 457–60.
- [8] Kazanskiy NL, Serafimovich PG, Khonina SN. Use of photonic crystal cavities for temporal differentiation of optical signals. *Optics Letters* 2013; 38(7): 1149–51.
- [9] Kazanskiy NL, Serafimovich PG. Coupled-resonator optical wave-guides for temporal integration of optical signals. *Optics Express* 2014; 22(11): 14004–13.
- [10] Popov E, Mashev L, Maystre D. Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings. *Optica Acta* 1986; 33(5): 607–19.
- [11] 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): 1734–40.
- [12] Neviere M, Popov E, Reinisch R. Electromagnetic resonances in linear and nonlinear optics: phenomenological study of grating behavior through the poles and zeros of the scattering operator. *Journal of the Optical Society of America A* 1995; 12(3): 513–23.
- [13] Shestopalov YuV, Kirilenko AA, Masalov SA, Sirenko YuK. Resonant wave scattering: in 2 volumes. Diffraction gratings [In Russian]. Kiev: “Naukova Dumka” Publisher; 1986: 1; 223p.
- [14] Golovastikov NV, Bykov DA, Doskolovich LL. Resonant diffraction gratings for spatial differentiation of optical beams. *Quantum Electronics* 2014; 44(10): 984–8.
- [15] Suh W, Fan S. All-pass transmission or flattop reflection filters using a single photonic crystal slab. *Applied Physics Letters* 2004; 84(24): 4905–7.
- [16] Moharam MG, Gaylord TK, Pommet DA, Grann EB. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach. *Journal of the Optical Society of America A* 1995; 12(5): 1077–86.
- [17] Li L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. *Journal of the Optical Society of America A* 1996; 13(9): 1870–76.
- [18] Bykov DA, Doskolovich LL. Numerical methods for calculating poles of the scattering matrix with applications in grating theory. *Journal of Lightwave Technology* 2013; 31(5): 793–801.
- [19] Bykov DA, Doskolovich LL, Golovastikov NV, Soifer VA. Time-domain differentiation of optical pulses in reflection and in transmission using the same resonant grating. *Journal of Optics* 2013; 5: 105703.
- [20] Gippius NA, Tikhodeev SG, Ishihara T. Optical properties of photonic crystal slabs with an asymmetrical unit cell. *Phys. Rev. B* 2005; 72: 045138.
- [21] Bykov DA, Doskolovich LL, Soifer VA, Kazanskiy NL. Extraordinary magneto-optical effect of a change in the phase of diffraction orders in dielectric diffraction gratings. *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 2010; 111(6): 967–74.
- [22] Kirilenko AA, Tysik BG. Connection of S-matrix of wave-guide and periodical structures with complex frequency spectrum. *Electromagnetics* 1993; 13(3): 301–18.

References

- [1] Kulishov M, Azaña J. Design of high-order all-optical temporal differentiators based on multiple-phase-shifted fiber Bragg gratings. *Optics Express* 2007; 15(10): 6152–66.
- [2] Berger NK, Levit B, Fischer B, Kulishov M, Plant DV, Azaña J. Temporal differentiation of optical signals using a phase-shifted fiber Bragg grating. *Optics Express* 2007; 15(2): 371–81.
- [3] Ngo N. Design of a high-speed optical dark-soliton detector using a phase-shifted waveguide Bragg grating in reflection. *Optics Letters* 2007; 32(23): 3402–04.
- [4] Li M, Li H, Painchaud Y. Multi-channel notch filter based on a phase-shifted phase-only-sampled fiber Bragg grating. *Optics Express* 2008; 16(23): 19388–94.
- [5] Bykov DA, Doskolovich LL, Bezus EA, Soifer VA. Optical computation of the Laplace operator using phase-shifted Bragg grating. *Optics Express* 2014; 22(21): 25084–92.

RESONANT APPROXIMATION OF PHASE-SHIFTED BRAGG GRATING (PSBG) SPECTRA*L.L. Doskolovich^{1,2}, N.V. Golovastikov^{1,2}, D.A. Bykov^{1,2}, S.I. Kharitonov^{1,2}**¹ Image Processing Systems Institute, Samara, Russia,
Russian Academy of Sciences,**² Samara State Aerospace University, Samara, Russia,***Abstract**

The resonance approximations of phase-shifted Bragg grating (PSBG) reflection and transmission coefficients are obtained as a function of frequency and wave-vector's tangential components of incident light. The proposed theoretical description is verified using numerical simulations.

Keywords: fiber Bragg gratings, frequency filtering, spatial filtering.

Citation: Doskolovich LL, Golovastikov NV, Bykov DA, Kharitonov SI. Resonant approximation of phase-shifted Bragg grating (PSBG) spectra. *Computer Optics* 2015; 39(3): 311-8.

Acknowledgments: This research is supported by the Russian Science Foundation grant 14-31-00014.

Сведения об авторах

Досколович Леонид Леонидович, 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 заведующим лабораторией дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), профессором кафедры технической кибернетики СГАУ и ведущим научным сотрудником научно-исследовательской лаборатории прорывных технологий дистанционного зондирования Земли СГАУ. Специалист в области дифракционной оптики, лазерных информационных технологий, нанофотоники.

E-mail: leonid@smr.ru.

Leonid Leonidovich Doskolovich, graduated with honours (1989) from S.P. Korolyov Kuibyshev Aviation Institute (presently, Samara State Aerospace University, SSAU), majoring in Applied Mathematics. He received his Doctor in Physics & Maths (2001) degree from Samara State Aerospace University. Laboratory chief in the Image Processing Systems Institute of the RAS, professor at SSAU's Technical Cybernetics subdepartment, the senior researcher at the Breakthrough Technologies for Earth's Remote Sensing laboratory at SSAU. His leading research interests include diffractive optics, laser information technologies, nanophotonics.

Головастикова Никита Владимирович, в 2014 году с отличием окончил Самарский государственный аэрокосмический университет по специальности 0501 «Прикладные математика и физика». В настоящее время работает инженером в СГАУ и стажёром-исследователем в Учреждении Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, нанофотоника.

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

Nikita Vladimirovich Golovastikov, graduated with honours (2014) from Samara State Aerospace University (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Physics. Currently he works as an engineer at SSAU and as research assistant at the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences. Research interests are diffractive optics and nanophotonics.

Быков Дмитрий Александрович, 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) и научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории прорывных технологий дистанционного зондирования Земли СГАУ. Области научных интересов: нанофотоника, магнитооптика, плазмоника, электромагнитная теория дифракции.

E-mail: bykovd@gmail.com.

Dmitry Alexandrovich Bykov, graduated with honors (2009) from Samara State Aerospace University (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Computer Science. Candidate in Physics and Mathematics (2011). Researcher at the Breakthrough Technologies for Earth's Remote Sensing laboratory at SSAU. Currently he is a researcher in Diffractive Optics laboratory of the 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.

Харитонов Сергей Иванович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории прорывных технологий дистанционного зондирования Земли в СГАУ, ведущий научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН. 1984 г. – окончил физический факультет Самарского государственного университета.

1993 г. – защитил кандидатскую диссертацию на тему «Асимптотические методы дифракционного расчёта фокусаторов лазерного излучения». 2010 г. – защитил докторскую диссертацию на тему «Асимптотические методы расчёта дифракции когерентного электромагнитного излучения на дифракционных оптических элементах». Область научных интересов: дифракционная, квантовая оптика, физика плазмы. В списке научных работ С.И. Харитонова 87 статей, 5 авторских свидетельств и патентов.

E-mail: prognoz2007@gmail.com.

Sergey Ivanovich Kharitonov, leading researcher of Diffractive Optics laboratory of the Image Processing Systems Institute of RAS, leading researcher at the Breakthrough Technologies for Earth's Remote Sensing laboratory in S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (National Research University). Doctor of Physical and Mathematical Sciences. 1984 – graduated from Physics department of Samara State University. 1993 – defended his dissertation "Asymptotic methods of calculation of the diffraction of laser radiation Focuser". 2010 – defended his doctoral thesis on "Asymptotic methods for calculating the diffraction of coherent electromagnetic radiation in diffractive optical elements". Research interests: diffraction, quantum optics, plasma physics. The list of scientific papers S.I. Kharitonov's 87 articles, 5 patents.

*Поступила в редакцию 16 июня 2015 г.
Окончательный вариант – 1 июля 2015 г.*