


Расчет двухкаскадной длиннопериодной волоконной решетки показателя преломления

Р.В. Бударрагин, М.И. Курзенков, А.А. Радионов, З.Ю. Саласенко 

Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева
603950, Россия, г. Нижний Новгород,
ул. Минина, 24

Аннотация – Предложен метод расчета спектральных характеристик каскадных длиннопериодных волоконных решеток показателя преломления сердцевин на основе метода частичных областей и декомпозиции. Согласно методу, структура представляется в виде каскадного соединения базовых неоднородностей, каждое из которых представляет собой стык нескольких волоконных световодов с разными диэлектрическими и геометрическими параметрами. Апробация метода осуществлялась сведением структуры к единичной длиннопериодной волоконной решетке и сравнением результатов с результатами, полученными с помощью других методов расчета. Результаты совпали с графической точностью. Преимуществом метода является возможность теоретически исследовать влияние на спектральные свойства структуры от диэлектрических и геометрических параметров, а также значительно сэкономить временные ресурсы. Приведены спектры пропускания решеток с различными параметрами периода T , длины решеток L и расстояния между решетками L_B .

Ключевые слова – метод частичных областей; метод декомпозиции; длиннопериодные волоконные решетки; волоконный световод.

Введение

За последние несколько десятилетий волоконные структуры со вставками специальных волокон благодаря их особым характеристикам получили широкое распространение в волоконно-оптической технике [1]. Среди них наиболее применимыми являются длиннопериодные волоконные решетки (ДПВР), представляющие собой отрезки одномодовых волоконных световодов (ВС) с периодически изменяющимся показателем преломления (ПП) сердцевин с периодом порядка 100–500 мкм. ДПВР находят применение в системах измерения различных физических величин из-за своих уникальных характеристик, таких как возможность дистанционного измерения, высокой чувствительности, небольших габаритных размеров, высокой точности, способности одновременного измерения нескольких параметров, высокого быстродействия и устойчивости к электромагнитным помехам [2; 3].

Для теоретического исследования данных структур необходим высокоэффективный и теоретически обоснованный метод, который позволит произвести расчет их спектральных характеристик.

Для расчета ДПВР в настоящее время применяются метод, основанный на решении системы уравнений связанных волн [4]. Однако данный метод применим только для расчета однородных решеток с достаточно большим числом периодов.

Неоднородные (с изменяющимися по длине параметрами) ДПВР могут быть строго рассчитаны с использованием метода частичных областей [5], в основе которого лежит решение задачи дифракции основной волны ВС на неоднородностях показателя преломления или формы сердцевинны волокна. Данная математическая модель характеризуется большой размерностью, которая при решении задач анализа и синтеза приводит к сложностям в вычислении. Для решения этой проблемы возможно использование метода декомпозиции, т. е. разбиения исходной сложной системы на подсистемы меньшей размерности [5; 6]. Таким образом, в основе предлагаемой в настоящей статье методики расчета ДПВР лежит решение задачи дифракции основной волны ВС на неоднородностях в виде ступенчатого изменения показателя преломления сердцевинны. Целью данной работы является построение алгоритма и расчет каскадных ДПВР.

1. Электродинамическая модель

Расчет каскадных ДПВР строится на основе строгой электродинамической модели базовой неоднородности трехслойного волоконного световода. Схематично структура изображена на рис. 1.

Рассмотрим задачу дифракции основной волны HE_{11} в данной структуре. Для упрощения расчетов будем считать, что каждый стык волокон есть

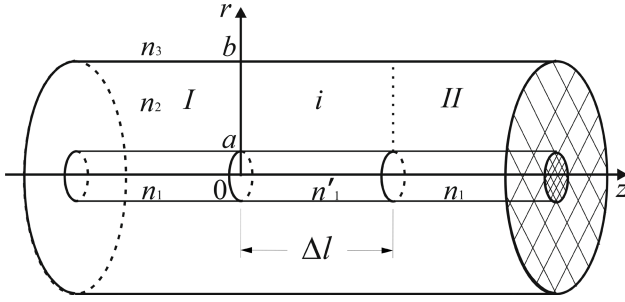


Рис. 1. Базовая неоднородность
Fig. 1. Basic heterogeneity

соединение регулярных отрезков волноводов, параметры которых постоянны. Пусть на структуру слева падает основная волна единичной амплитуды HE_{11} . В каждом отрезке волновода поле представляет собой набор отраженных и прошедших волн.

Поле дифракции в волноводе I является суперпозицией падающей волны HE_{11} и бесконечного количества отраженных собственных волн:

$$\begin{Bmatrix} \bar{E}^{(I)} \\ \bar{H}^{(I)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \bar{E}_1^{(I)} \\ \bar{H}_1^{(I)} \end{Bmatrix} e^{-i\beta_1^{(I)}z} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \begin{Bmatrix} \bar{E}_{-n}^{(I)} \\ \bar{H}_{-n}^{(I)} \end{Bmatrix} e^{i\beta_n^{(I)}z}, \quad (1)$$

поле в волноводе i – суперпозиция бесконечного набора прошедших и отраженных собственных волн:

$$\begin{Bmatrix} \bar{E}^{(i)} \\ \bar{H}^{(i)} \end{Bmatrix} = \sum_{n=1}^{\infty} D_n^{(i)} \begin{Bmatrix} \bar{E}_n^{(i)} \\ \bar{H}_n^{(i)} \end{Bmatrix} e^{-i\beta_n^{(i)}z} + \sum_{n=1}^{\infty} F_n^{(i)} \begin{Bmatrix} \bar{E}_{-n}^{(i)} \\ \bar{H}_{-n}^{(i)} \end{Bmatrix} e^{i\beta_n^{(i)}z}, \quad (2)$$

в волноводе II поле представляется в виде бесконечного набора прошедших собственных волн:

$$\begin{Bmatrix} \bar{E}^{(II)} \\ \bar{H}^{(II)} \end{Bmatrix} = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \begin{Bmatrix} \bar{E}_n^{(II)} \\ \bar{H}_n^{(II)} \end{Bmatrix} e^{-i\beta_n^{(II)}z}, \quad (3)$$

где C_n , $D_n^{(i)}$, $F_n^{(i)}$, B_n – постоянные неизвестные коэффициенты; $\bar{E}_1^{(I)}$, $\bar{H}_1^{(I)}$, $\bar{E}_{-n}^{(I)}$, $\bar{H}_{-n}^{(I)}$, $\bar{E}_{\pm n}^{(i)}$, $\bar{H}_{\pm n}^{(i)}$, $\bar{E}_n^{(II)}$, $\bar{H}_n^{(II)}$ – векторные функции, описывающие зависимость поля от поперечных координат; $\beta_1^{(I)}$, $\beta_n^{(I)}$, $\beta_n^{(i)}$, $\beta_m^{(II)}$ – продольные постоянные распространения волн соответствующих волноводов.

Условия непрерывности тангенциальных составляющих электрических и магнитных полей на границе волноводов I и i запишутся в виде:

$$\sum_{n=1}^N D_n^{(i)} (E_{rm}^{(i)} \cdot \vec{r}_0 + E_{\varphi n}^{(i)} \cdot \vec{\varphi}_0) e^{-i\beta_n^{(i)}\Delta L_i} - \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & - \sum_{n=1}^N F_n^{(i)} (E_{rm}^{(i)} \cdot \vec{r}_0 + E_{\varphi n}^{(i)} \cdot \vec{\varphi}_0) e^{i\beta_n^{(i)}\Delta L_i} \Big|_{S_i} = \\ & = \sum_{n=1}^N D_n^{(i+1)} (E_{rm}^{(i+1)} \cdot \vec{r}_0 + E_{\varphi n}^{(i+1)} \cdot \vec{\varphi}_0) - \\ & - \sum_{n=1}^N F_n^{(i+1)} (E_{rm}^{(i+1)} \cdot \vec{r}_0 + E_{\varphi n}^{(i+1)} \cdot \vec{\varphi}_0) \Big|_{S_i}, \\ & \sum_{n=1}^N D_n^{(i)} (H_{rm}^{(i)} \cdot \vec{r}_0 + H_{\varphi n}^{(i)} \cdot \vec{\varphi}_0) e^{-i\beta_n^{(i)}\Delta L_i} + \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & + \sum_{n=1}^N F_n^{(i)} (H_{rm}^{(i)} \cdot \vec{r}_0 + H_{\varphi n}^{(i)} \cdot \vec{\varphi}_0) e^{i\beta_n^{(i)}\Delta L_i} \Big|_{S_i} = \\ & = \sum_{n=1}^N D_n^{(i+1)} (H_{rm}^{(i+1)} \cdot \vec{r}_0 + H_{\varphi n}^{(i+1)} \cdot \vec{\varphi}_0) + \\ & + \sum_{n=1}^N F_n^{(i+1)} (H_{rm}^{(i+1)} \cdot \vec{r}_0 + H_{\varphi n}^{(i+1)} \cdot \vec{\varphi}_0) \Big|_{S_i}, \end{aligned}$$

где
 $i = 0, 1, 2, \dots, K-1$;

$$D_n^{(0)} = \begin{cases} 1, & \text{при } n = 1, \\ 0, & \text{при } n \neq 1; \end{cases}$$

$$F_n^{(0)} = C_n.$$

На границе волноводов i и II граничные условия записываются в виде:

$$\begin{aligned} & \sum_{n=1}^N D_n^{(i)} (E_{rm}^{(i)} \cdot \vec{r}_0 + E_{\varphi n}^{(i)} \cdot \vec{\varphi}_0) e^{-i\beta_n^{(i)}\Delta L_i} - \\ & - \sum_{n=1}^N F_n^{(i)} (E_{rm}^{(i)} \cdot \vec{r}_0 + E_{\varphi n}^{(i)} \cdot \vec{\varphi}_0) e^{i\beta_n^{(i)}\Delta L_i} \Big|_{S_x} = \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & = - \sum_{m=1}^M B_m^{(II)} (E_{rm}^{(II)} \cdot \vec{r}_0 + E_{\varphi m}^{(II)} \cdot \vec{\varphi}_0) \Big|_{S_x}, \\ & \sum_{n=1}^N D_n^{(i)} (H_{rm}^{(i)} \cdot \vec{r}_0 + H_{\varphi n}^{(i)} \cdot \vec{\varphi}_0) e^{-i\beta_n^{(i)}\Delta L_i} + \\ & + \sum_{n=1}^N F_n^{(i)} (H_{rm}^{(i)} \cdot \vec{r}_0 + H_{\varphi n}^{(i)} \cdot \vec{\varphi}_0) e^{i\beta_n^{(i)}\Delta L_i} \Big|_{S_x} = \\ & = \sum_{m=1}^M B_m^{(II)} (H_{rm}^{(i+1)} \cdot \vec{r}_0 + H_{\varphi m}^{(i+1)} \cdot \vec{\varphi}_0) \Big|_{S_x}, \end{aligned} \quad (7)$$

где M, N – число учитываемых волн; \vec{r}_0 , $\vec{\varphi}_0$ – единичные векторы цилиндрической системы координат; ΔL_i – значение продольной координаты, соответствующее границе S_i двух волноводов.

В случае дифракции основной волны HE_{11} на осесимметричном переходе будут возбуждаться только волны с одной вариацией электромагнитного поля по угловой координате. Поэтому при записи граничных условий (4)–(7) достаточно учесть волны с азимутальным индексом, равным единице.

Векторно умножаем уравнение (4) на $(H_{rq}^{(i)} \cdot \vec{r}_0 + H_{\varphi q}^{(i)} \cdot \vec{\varphi}_0)$, а (5) – на $(E_{rq}^{(i+1)} \cdot \vec{r}_0 + E_{\varphi q}^{(i+1)} \cdot \vec{\varphi}_0)$ и интегрируем получившиеся выражения по поперечному сечению соответствующего волновода S_i . Аналогичные операции производим с уравнениями (6)–(7). Используя энергетическую ортогональность собственных волн, получаем систему линейных неоднородных уравнений относительно неизвестных амплитудных коэффициентов волн в матричной записи:

$$E \cdot C - W^{(0)} D^{(1)} - W^{(0)} \Psi^{(1)} F^{(1)} = -I; \quad (8)$$

$$-W^{(0)T} C - E D^{(1)} + \Psi^{(1)} F^{(1)} = -\tilde{I};$$

⋮

$$\Psi^{(i)} D^{(i)} + E F^{(i)} - W^{(i)} D^{(i+1)} - W^{(i)} \Psi^{(i+1)} F^{(i+1)} = 0;$$

$$W^{(i)T} \Psi^{(i)} D^{(i)} - W^{(i)T} F^{(i)} - E D^{(i+1)} + \Psi^{(i+1)} F^{(i+1)} = 0;$$

⋮

$$\Psi^{(K)} D^{(K)} + E F^{(K)} - W^{(K)} \Psi^{(II)} B = 0;$$

$$W^{(K)T} \Psi^{(K)} D^{(K)} - W^{(K)T} F^{(K)} - \Psi^{(II)} B = 0,$$

где E – единичная матрица с элементами $E_{q,n} = \delta_{q,n}$ ($\delta_{q,n}$ – символ Кронекера); C , $D^{(i)}$, $F^{(i)}$, D – векторы-столбцы неизвестных амплитудных коэффициентов; I – вектор-столбец с элементами $I_q = \delta_{q,0}$; \tilde{I} – вектор-столбец с элементами

$$\tilde{I}_q = \int_S (E_{rq}^{(1)} H_{\varphi 0}^{(0)} - E_{\varphi q}^{(1)} H_{r 0}^{(0)}) ds;$$

W^i – матрицы с элементами

$$W_{q,n}^{(i)} = \int_S (E_{rq}^{(i+1)} H_{\varphi n}^{(i)} - E_{\varphi q}^{(i+1)} H_{rn}^{(i)}) ds;$$

W^T – транспонированные матрицы; $\Psi^{(i)}$ – диагональная матрица, элементы которой $\Psi_{n,n}^{(i)} = e^{-i\beta_n^{(i)} \Delta L_i}$ учитывают набег фазы волны с номером n . Здесь всюду $i = 0, 1, \dots, K$, $n = 1, 2, \dots, N$, $q = 1, 2, \dots, N$, $m = 1, 2, \dots, M$.

Систему (8) можно также записать в виде матричного уравнения, которое позволяет найти амплитудные коэффициенты C_n , B_m , $D_n^{(i)}$ и $F_n^{(i)}$ волн в волноводах I , II и i -й области исследуемой структуры, изображенной на рис. 1. Таким образом матричное уравнение запишется в виде

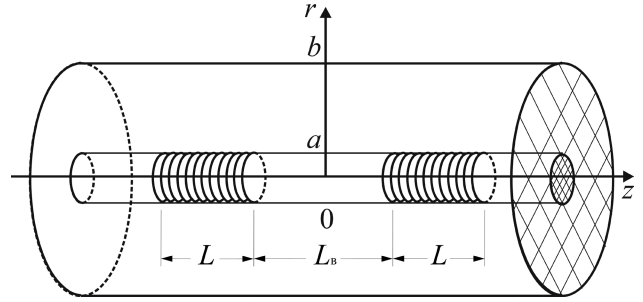


Рис. 2. Двухкаскадная ДПВР
 Fig. 2. Two-stage DPVR

$$S \cdot X = \Gamma, \quad (9)$$

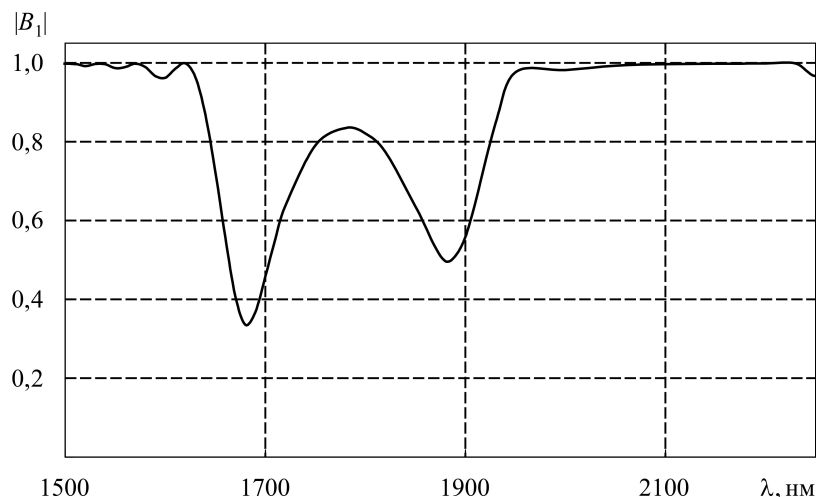
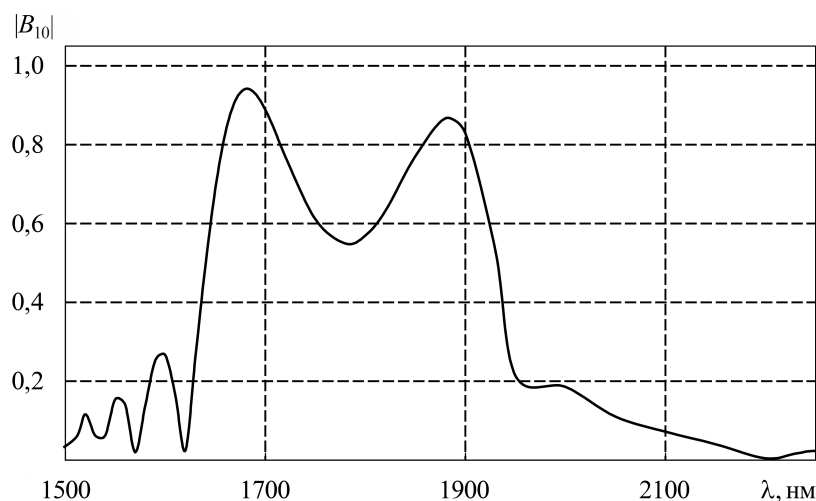
где

$$X = \begin{bmatrix} C \\ D^{(1)} \\ F^{(1)} \\ \vdots \\ D^{(i)} \\ F^{(i)} \\ \vdots \\ B \end{bmatrix}, \quad \Gamma = \begin{bmatrix} -I \\ -\tilde{I} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix}$$

– вектор-столбцы;

$$S = \begin{bmatrix} E & -W^{(0)} & -W^{(0)} \Psi^{(1)} & 0 \\ -W^{(0)T} & -E & \Psi^{(1)} & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & \dots & \Psi^{(i)} & E \\ 0 & \dots & W^{(i)T} \Psi^{(i)} & -W^{(i)T} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots \\ \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ -W^{(i)} & -W^{(i)} \Psi^{(i+1)} & \dots & 0 \\ -E & \Psi^{(i+1)} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & \Psi^{(K)} & E & -W^{(K)} \\ 0 & W^{(K)T} \Psi^{(K)} & -W^{(K)T} & -E \end{bmatrix}.$$

При расчете структур с большим количеством неоднородностей длиннопериодной волоконной решетки, а также их каскадов предлагаемый метод частичных областей приводит к вычислению матриц большой размерности и, как следствие,

Рис. 3. Спектр пропускания ДПВР с периодом $T = 122$ мкм, $L = 1,9886$ смFig. 3. Transmission spectrum of the DPVR with a period $T = 122$ microns, $L = 1,9886$ cmРис. 4. Спектральная зависимость модуля коэффициента возбуждения волны HE_{19} ДПВР с периодом $T = 122$ мкм, $L = 1,9886$ смFig. 4. Spectral dependence of the modulus of the excitation coefficient of the HE_{19} wave of the DPVR with a period $T = 122$ microns, $L = 1,9886$ cm

к большим вычислительным затратам. Выходом из данной ситуации является применение метода частичных областей в сочетании с методом декомпозиции [7]. В этом случае расчет базовой неоднородности производится методом частичных областей, а затем с помощью метода декомпозиции находятся характеристики всей структуры [8; 9].

2. Реализация метода на примере расчета каскадной ДПВР

На основе предложенной электродинамической модели был произведен расчет структуры с двухкаскадной ДПВР, изображенной на рис. 2. Для апробации алгоритма расчета исследуемая структура была сведена к ДПВР с параметрами, предложенными в [5]. Результаты расчета, приведенные на рис. 3 и 4, совпали с графической

точностью с результатами, представленными в [5]. На рис. 3 показан спектр пропускания, а на рис. 4 – спектральная зависимость модуля коэффициента возбуждения волны HE_{19} .

На рис. 5–7 приведены спектр пропускания каскадной решетки, спектральная зависимость модуля коэффициента возбуждения волны HE_{15} и спектральная зависимость модуля коэффициента возбуждения волны HE_{18} соответственно при следующих параметрах: период решетки составил $T = 750$ мкм, длина обеих ДПВР – по $L = 3,1125$ см, расстояние между решетками (длина вставки одномодового волокна) составила $L_b = 18,746$ см. Радиус сердцевинны 1,455 мкм, а оболочки – 62,5 мкм. Количество учитываемых волн бралось равным 10.

Из графиков спектра пропускания и спектральных зависимостей модулей коэффициентов возбуждения высших типов волн HE_{15} и HE_{18}

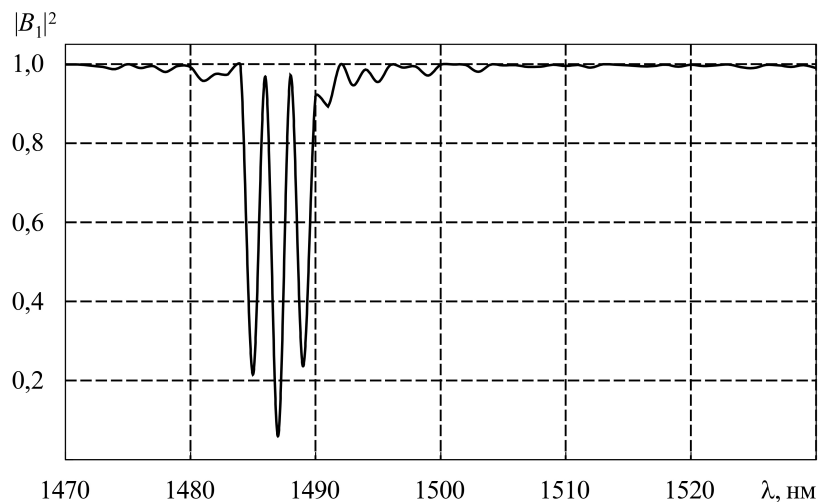


Рис. 5. Спектр пропускания каскадной решетки с параметрами $T = 750 \text{ мкм}$, $L = 3,1125 \text{ см}$, $L_B = 18,746 \text{ см}$
Fig. 5. Transmission spectrum of the cascade array with parameters $T = 750 \text{ microns}$, $L = 3,1125 \text{ cm}$, $L_V = 18,746 \text{ cm}$

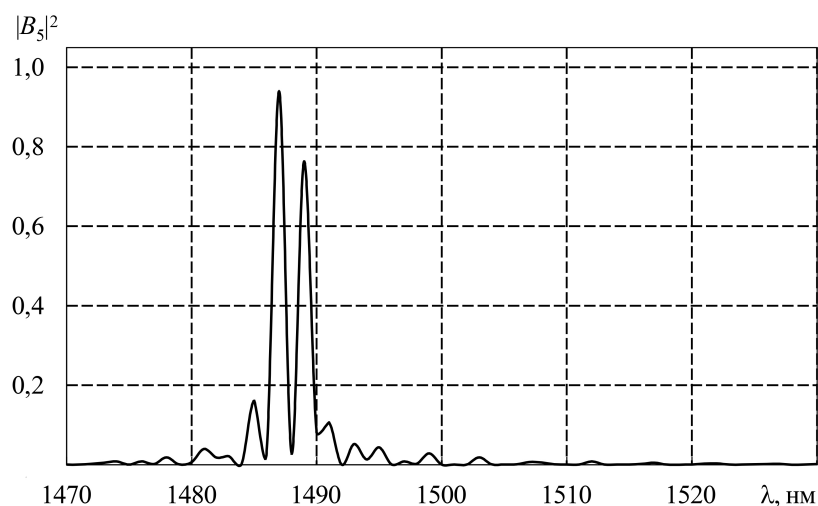


Рис. 6. Спектральная зависимость модуля коэффициента возбуждения волны HE_{15} каскадной решетки с параметрами $T = 750 \text{ мкм}$, $L = 3,1125 \text{ см}$, $L_B = 18,746 \text{ см}$
Fig. 6. Spectral dependence of the HE_{15} wave excitation coefficient modulus of a cascade array with parameters $T = 750 \text{ microns}$, $L = 3,1125 \text{ cm}$, $L_V = 18,746 \text{ cm}$

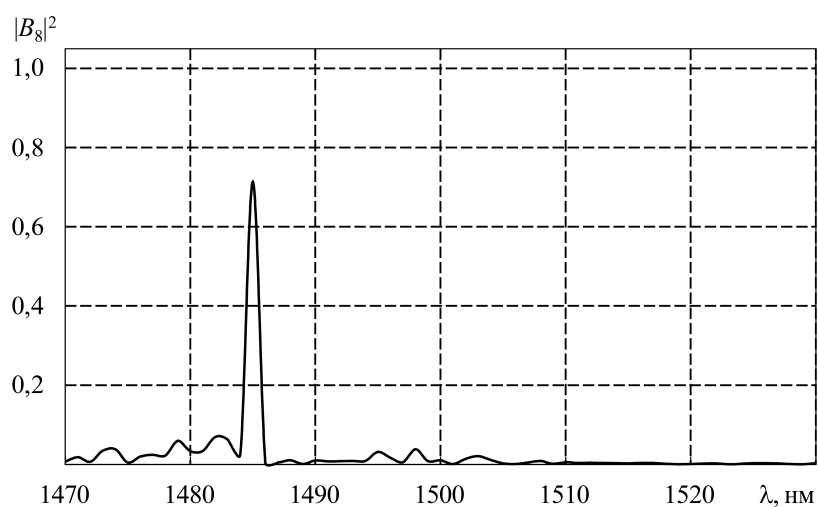


Рис. 7. Спектральная зависимость модуля коэффициента возбуждения волны HE_{18} каскадной решетки с параметрами $T = 750 \text{ мкм}$, $L = 3,1125 \text{ см}$, $L_B = 18,746 \text{ см}$
Fig. 7. Spectral dependence of the modulus of the excitation coefficient of a wave of HE_{18} cascade array with parameters $T = 750 \text{ microns}$, $L = 3,1125 \text{ cm}$, $L_V = 18,746 \text{ cm}$

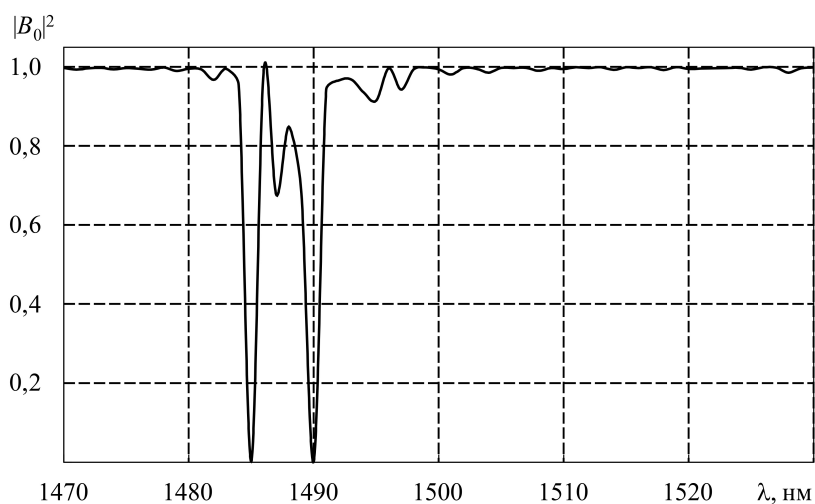


Рис. 8. Спектр пропускания каскадной решетки с параметрами: $T = 752$ мкм, $L = 4,1736$ см, $L_B = 18,756$ см
 Fig. 8. Transmission spectrum of the cascade array with parameters: $T = 752$ microns, $L = 4,1736$ cm, $L_V = 18,756$ cm

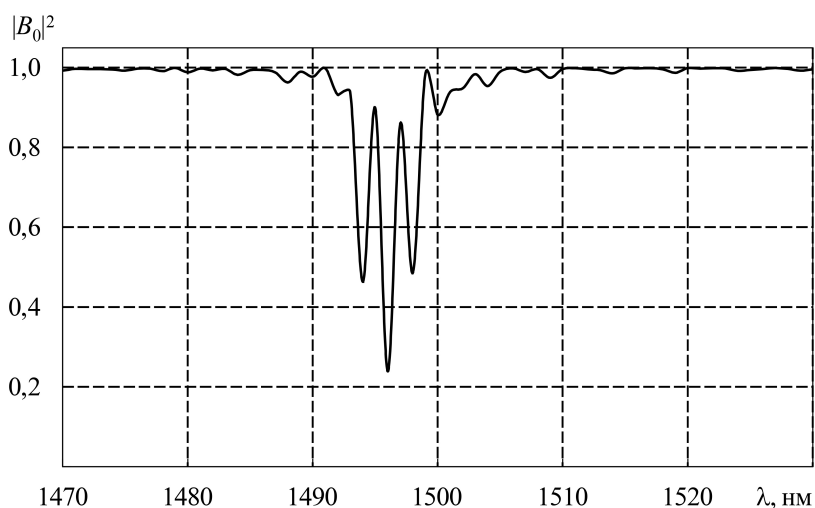


Рис. 9. Спектр пропускания каскадной решетки с параметрами: $T = 750$ мкм, $L = 2,6625$ см, $L_B = 18,75$ см
 Fig. 9. Transmission spectrum of the cascade array with parameters: $T = 750$ microns, $L = 2,6625$ cm, $L_V = 18,75$ cm

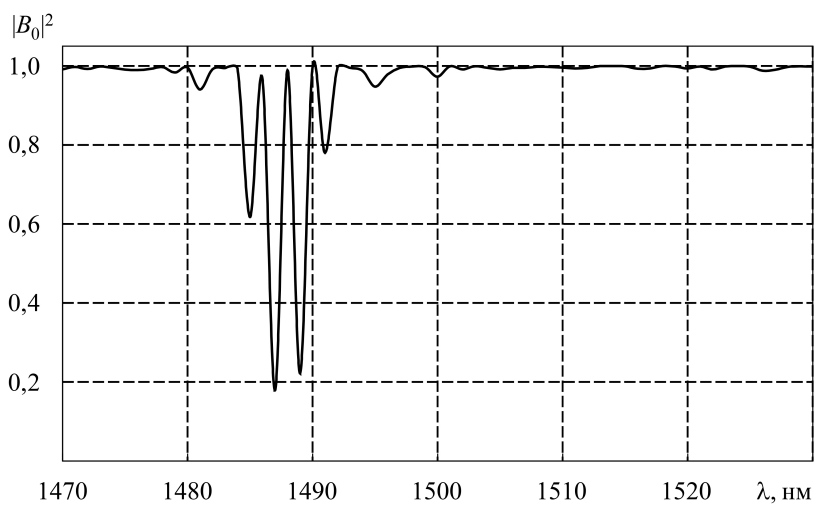


Рис. 10. Спектр пропускания каскадной решетки с параметрами: $T = 750$ мкм, $L = 2,6625$ см, $L_B = 18,747$ см
 Fig. 10. Transmission spectrum of cascade grating with parameters: $T = 750$ microns, $L = 2,6625$ cm, $L_V = 18,747$ cm

следует, что в диапазоне длин волн от 1470 нм до 1530 нм коэффициент прохождения близок к 1, но на длине волны 1485 нм энергия основной волны HE_{11} переходит в энергию оболочечной моды HE_{18} (показано на рис. 7), а на длинах волн 1487 нм и 1489 нм переходит в энергию оболочечной моды HE_{15} (рис. 6). Спектр пропускания качественно совпадает с результатами из [10].

Спектр пропускания каскадной ДПВР со следующими параметрами: период $T = 752$ мкм, длина решеток $L = 4,1736$ см, расстояние между решетками $L_B = 18,756$ см, радиус сердцевинки 1,455 мкм, оболочка – 62,5 мкм, представлен на рис. 8. Количество учитываемых волн бралось равным 10.

Нетрудно видеть, что при данных параметрах коэффициент прохождения по основной волне HE_{11} на длинах волн 1485 нм и 1490 нм стал практически равен нулю, но на длине волны 1487 нм увеличился до 0,67.

На рис. 9 представлен спектр пропускания ДПВР, рассчитанной при следующих параметрах: период решетки $T = 750$ мкм, длина обеих ДПВР $L = 2,6625$ см, расстояние между решетками составило $L_B = 18,75$ см, радиус сердцевинки 1,455 мкм, а оболочка – 62,5 мкм. Количество учитываемых волн бралось равным 10. А также на рис. 10 при-

веден спектр пропускания ДПВР с аналогичными параметрами периода решетки и длины обеих ДПВР, но с другим расстоянием между решетками $L_B = 18,747$ см. Радиус сердцевинки и оболочка, а также количество учитываемых волн брались такими же, как и в предыдущих случаях.

Из приведенных графиков видно, что при уменьшении расстояния между решетками спектр пропускания смещается в коротковолновую область.

Заключение

Предложен метод расчета спектральных характеристик каскадных длиннопериодных волоконных решеток показателя преломления сердцевинки. Согласно алгоритму, структура представляется в виде каскадного соединения базовых неоднородностей, каждое из которых рассчитывается методом частичных областей. Преимуществом метода является возможность теоретически исследовать влияние на спектральные свойства структуры от диэлектрических и геометрических параметров, а также значительно сэкономить временные ресурсы. Приведены спектры пропускания решеток с различными параметрами периода T , длины решеток L и расстояния между решетками L_B .

Список литературы

1. Волоконные решетки показателя преломления и их применения / С.А. Васильев [и др.] // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 12. С. 1085–1103. URL: <http://mi.mathnet.ru/qe13041>
2. Исследование спектров пропускания длиннопериодных волоконных решеток под воздействием высоких температур / А.В. Беринцев [и др.] // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. Физика и электроника. 2012. Т. 14, № 4. С. 1081–1085.
3. Полностью волоконный высокочувствительный датчик изгиба для атомной промышленности / О.В. Бутов [и др.] // Фотон-экспресс. 2019. № 6. С. 26–27.
4. Long-period fiber gratings as band rejection filters / A.M. Vengsarkar [et al.] // Journal of Lightwave Technology. 1996. Vol. 14, no. 1. P. 58–65. DOI: <https://doi.org/10.1109/50.476137>
5. Бударагин Р.В., Раевский А.С. Электродинамический расчет длиннопериодных волоконных решеток // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2012. Т. 15, № 2. С. 42–48.
6. Ибрагимов Д.Н., Турчак Е.Е. Об одном методе декомпозиции в задаче быстрогодействия для линейной дискретной системы с ограниченным управлением // Моделирование и анализ данных. 2019. Т. 9, № 4. С. 157–161. DOI: <https://doi.org/10.17759/mda.2019090413>
7. Никольский В.В., Никольская Т.И. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики. М.: Наука, 1983. 304 с.
8. Бударагин Р.В., Саласенко З.Ю., Курзенков М.И. Электродинамический расчет базовых неоднородностей на основе волоконных световодов при проектировании датчиков для атомной отрасли // Высокие технологии атомной отрасли. Молодежь в инновационном процессе: сб. материалов XV научно-технической конференции молодых специалистов Росатома. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2021. С. 178–182.
9. Бударагин Р.В. О методике расчета задачи дифракция на диэлектрической неоднородности в экранированном волноводе методом частичных областей // Антенны. 2016. № 2 (227). С. 83–90.
10. Перестраиваемый многополосный оптический фильтр на основе последовательно соединенных длиннопериодных волоконных решеток / С. Чен [и др.] // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, № 5. С. 76–83. URL: <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/11510>

References

1. Vasil'ev S.A. et al. Refractive index fiber gratings and their applications. *Kvantovaya elektronika*, 2005, vol. 35, no. 12, pp. 1085–1103. URL: <http://mi.mathnet.ru/qe13041> (In Russ.)

2. Berintsev A.V. et al. Investigation of the transmission spectra of long-period fiber gratings under the influence of high temperatures. *Izvestiya Samarskogo nauchnogo tsentra Rossiyskoy akademii nauk. Fizika i elektronika*, 2012, vol. 14, no. 4, pp. 1081–1085. (In Russ.)
3. Butov O.V. et al. All-fiber high-sensitivity bend sensor for the nuclear industry. *Foton-ekspres*, 2019, no. 6, pp. 26–27. (In Russ.)
4. Vengsarkar A.M. et al. Long-period fiber gratings as band rejection filters. *Journal of Lightwave Technology*, 1996, vol. 14, no. 1, pp. 58–65. DOI: <https://doi.org/10.1109/50.476137>
5. Budaragin R.V., Raevskiy A.S. Electrodynamic calculation of long-period fiber gratings. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2012, vol. 15, no. 2, pp. 42–48. (In Russ.)
6. Ibragimov D.N., Turchak E.E. On one decomposition method in the time-optimal problem for a linear discrete system with bounded control. *Modelirovanie i analiz dannykh*, 2019, vol. 9, no. 4, pp. 157–161. DOI: <https://doi.org/10.17759/mda.2019090413> (In Russ.)
7. Nikol'skiy V.V., Nikol'skaya T.I. *Decomposition Approach to Problems of Electrodynamics*. Moscow: Nauka, 1983, 304 p. (In Russ.)
8. Budaragin R.V., Salasenko Z.Yu., Kurzenkov M.I. Electrodynamic calculation of basic inhomogeneities based on optical fibers in the design of sensors for the nuclear industry. *Vysokie tekhnologii atomnoy otrasli. Molodezh' v innovatsionnom protsesse: sb. materialov XV nauchno-tekhnicheskoy konferentsii molodykh spetsialistov Rosatoma*. Sarov: FGUP «RFYaTs-VNIIEF», 2021, pp. 178–182. (In Russ.)
9. Budaragin R.V. On the method for calculating the problem of diffraction by a dielectric inhomogeneity in a shielded waveguide by the method of partial regions. *Antenny*, 2016, no. 2 (227), pp. 83–90. (In Russ.)
10. Chen S. et al. Tunable multiband optical filter based on series-connected long-period fiber gratings. *Pis'ma v ZhTF*, 2005, vol. 31, no. 5, pp. 76–83. URL: <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/11510> (In Russ.)

Physics of Wave Processes and Radio Systems


2022, vol. 25, no. 3, pp. 73–81

DOI 10.18469/1810-3189.2022.25.3.73-81

Received 22 April 2022

Accepted 23 May 2022

The calculation of a two-cascade long-period fiber grating of the refractive index

Roman V. Budaragin, Mikhail I. Kurzenkov,
Aleksandr A. Radionov, Zinaida Yu. Salasenko 

Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev
24, Minin Street,
Nizhny Novgorod, 603950, Russia

Abstract – A method is proposed for calculating the spectral characteristics of cascade long-period fiber gratings of the refractive index of the core based on the method of partial regions and decomposition. According to the method, the structure is represented as a cascade connection of basic inhomogeneities, each of which is a junction of several optical fibers with different dielectric and geometric parameters. Approbation of the method was carried out by reducing the structure to a single long-period fiber grating and comparing the results with the results obtained using other calculation methods. The results matched graphical accuracy. The advantage of the method is the possibility to theoretically study the effect of dielectric and geometric parameters on the spectral properties of the structure, as well as significantly save time resources. The transmission spectra of gratings with different parameters of period T , grating length L , and distance between gratings L_f are presented.

Keywords – cross-section method; decomposition method; long-period gratings; fiber light guide.

Информация об авторах

Бударагин Роман Валерьевич, 1977 г. р., доктор технических наук, заведующий кафедрой общей и ядерной физики Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, техника СВЧ- и КВЧ-диапазонов.

E-mail: rbudaragin@mail.ru

Курзенков Михаил Игоревич, 1994 г. р., аспирант кафедры общей и ядерной физики Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, техника СВЧ- и оптического диапазонов.

E-mail: cheetah10@mail.ru

Радионон Александр Алексеевич, 1947 г. р., доктор технических наук, профессор кафедры общей и ядерной физики Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, техника СВЧ- и КВЧ-диапазонов.

E-mail: radionow.aleck@yandex.ru

Саласенко Зинаида Юрьевна, 1997 г. р., магистрант кафедры физики и техники оптической связи Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, техника СВЧ-, КВЧ- и оптического диапазонов.
E-mail: zina.salasenko@mail.ru
ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-3609-2632>

Information about the Authors

Roman V. Budaragin, b. 1977, Doctor of Technical Sciences, head of the Department of General and Nuclear Physics, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, microwave and EHF ranges.
E-mail: rbudaragin@mail.ru

Mikhail I. Kurzenkov, b. 1994, postgraduate of the Department of General and Nuclear Physics, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, microwave and EHF ranges.
E-mail: cheetah10@mail.ru

Aleksandr A. Radionov, b. 1947, Doctor of Technical Sciences, professor of the Department of General and Nuclear Physics, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

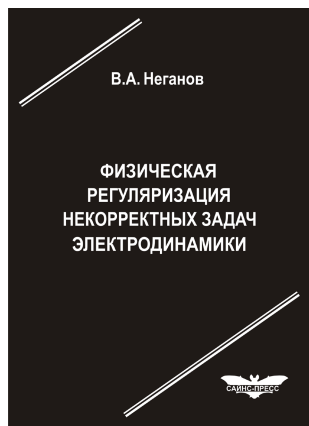
Research interests: electrodynamics, microwave and EHF ranges.
E-mail: radionow.aleck@yandex.ru

Zinaida Yu. Salasenko, b. 1997, undergraduate of the Department of Physics and Technology of Optical Communication, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, microwave technology, EHF and optical ranges.
E-mail: zina.salasenko@mail.ru
ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-3609-2632>

Неганов, В.А.

Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики: линии передачи, антенны, дифракция электромагнитных волн / В.А. Неганов. – М.: САЙНС-ПРЕСС, 2008. – 432 с., 122 ил.



ISBN 978-5-88070-161-2

УДК 537.87

ББК 32.84

Н 41

Изложены основы физической регуляризации некорректных задач электродинамики, связанной с особенностями физических и математических моделей задач (физические допущения, некорректные математические выкладки, отсутствие предельного перехода). Подход, по мнению автора, обладает большими возможностями, чем метод регуляризации Тихонова А.Н. интегральных уравнений Фредгольма первого рода, названный в книге методом математической регуляризации. Метод физической регуляризации (МФР) применен к анализу волноведущих и излучающих структур, а также задачам дифракции электромагнитных волн на некоторых телах. МФР позволил впервые корректно осуществить анализ полей в ближних зонах некоторых антенн, устранить несамосогласованное приближение Кирхгофа в задачах дифракции, установить связь поверхностной плотности тока проводимости с напряженностями электрического и магнитного полей для диполя Герца и т. п.

Для специалистов в области радиотехники и радиофизики СВЧ, электромагнитной совместимости РТС, математической теории дифракции и математического моделирования электродинамических структур самого широкого назначения. Может быть полезна преподавателям вузов, докторантам, аспирантам и студентам старших курсов соответствующих специальностей.