

## Формирование оптических сигналов, переносящих ОУМ, на основе вихревых оптоволоконных периодических структур

А.Р. Гизатулин

Уфимский государственный авиационный технический университет  
450008, Россия, г. Уфа,  
ул. К. Маркса, 12

*Аннотация* – В данной статье автор рассматривает процесс генерации волоконных мод, переносящих орбитальный угловой момент (вихревых мод) с помощью вихревых волоконных брэгговских решеток; в данном контексте формирование вихревых мод осуществляется за счет конвертирования фундаментальной моды в моды более высоких порядков. В рамках статьи приведена обобщенная математическая модель вихревых волоконных брэгговских решеток, включающая в себя произвольную функцию аподизации и чирпирования, что позволяет рассчитывать решетки, формирующие вихревые моды заданного порядка для требуемого частотного диапазона с требуемым коэффициентом отражения. Предложен матричный способ описания вихревых волоконных брэгговских решеток, основанный на математическом аппарате теории смешанных мод и матриц рассеяния. Подобный матричный подход удобен для описания сложных и/или каскадных решеток. Проведено также имитационное моделирование рассматриваемых волоконных структур.

*Ключевые слова* – волоконные брэгговские решетки, орбитальный угловой момент, аподизация, чирпирование, теория смешения мод.

### Введение

Электромагнитные волны переносят как энергию, так и импульс, причем импульс включает в себя линейный импульс  $P$  и угловой момент  $L$ . В частности, угловой момент имеет составляющую, связанную с поляризацией, спиновым угловым моментом (SAM), и другую составляющую, связанную с пространственным распределением поля, которая называется «орбитальный угловой момент» (ОУМ). В оптическом вихревом излучении плоскости постоянной фазы электрического и магнитного полей образуют вихревую структуру, движущуюся в направлении распространения сигнала. ОУМ характеризуется числом, называемым топологическим зарядом, указывающими количество поворотов, которые поле совершает на одной длине волны. Потенциал применения ОУМ в области коммуникаций огромен, даже несмотря на то, что до полного развертывания ОУМ-сетей еще предстоит решить ряд проблем.

Одной из основных проблем при разработке систем связи на основе ОУМ сигналов является генерация волн со спиральным волновым фронтом. Существует два основных подхода: решения на основе оптики в свободном пространстве (free space) и методы волоконной оптики. В рамках первой группы можно выделить следующие подходы:

цилиндрические линзы, спирально-фазовые пластины (SPP), голографические решетки, SLM, метаматериалы, жидкокристаллические q-пластины и т. д. Для генерации ОУМ с использованием этих методов необходимо использовать инструменты, основанные на пространственном преобразовании света и вводе оптического луча из свободного пространства в оптическое волокно, что, в свою очередь, приводит к проблемам, связанным со сложностью стабилизации и юстировки оптомеханических инструментов, чувствительности к вибрации, высокой стоимости, сложности установки и т. д. Также стоит отметить, что такие инструменты можно использовать только при лабораторных исследованиях и экспериментах. Эти методы описаны более подробно, например, в [1] и [2]. Предлагаемый же метод формирования вихревого оптического излучения позволит создать пассивные оптоволоконные устройства, которые могут быть применены в телекоммуникационных системах в качестве генераторов вихревых мод, с помощью которых можно повысить пропускную способность каналов связи за счет мультиплексирования вихревых мод разных порядков. Такие моды могут быть использованы, например, при построении радиооптических систем, использующих как оптические, так и радиоворотексы [3–5] или в квантовых вычислениях [6].

## Математическая модель ВВБР и ее параметры

Как было показано во введении, формирование вихревого оптического излучения в оптоволокне является на данный момент малоизученной и актуальной научно-технической проблемой. В данной статье предлагается способ генерации ОУМ-моды первого порядка, основанный на использовании вихревой волоконной брэгговской решетки (ВВБР), которая в общем случае представляет собой непрерывную дифракционную волоконную структуру, имеющую спиральную форму. Классические волоконные брэгговские решетки, представляющие собой дискретный набор штрихов [7], могут быть описаны, например, с помощью подхода, аналогичного описанию туннельного эффекта в квантовой механике [8], однако более общепринятым подходом в описании ВБР является теория смешанных мод. Генерация ОУМ-моды в данном контексте фактически означает конвертирование фундаментальной моды в моду высшего порядка: необходимо добиться преобразования моды ОУМ<sub>0</sub> в ОУМ<sub>1</sub>, поэтому математическая модель ВВБР основана на вышеупомянутой теории смешения мод. Известно, что для существования вихревого излучения необходим маломодовый режим, т. е. любая ОУМ-мода ненулевого порядка представляет собой суперпозицию ТЕ и ТМ мод [9]. Таким образом, для работы в оптическом С-диапазоне (1530–1565 нм) нужно использовать специальные волокна, являющиеся маломодовыми на данном участке спектра, например ступенчатое FMF компании OFS. Для данного волокна применимо приближение слабонаправляющего волокна, т. е. волокна, у которого разность показателей преломления сердцевинки и оболочки меньше 1 %. В таком случае для описания модового состава (в том числе и ОУМ-мод) можно использовать аппарат бесселевых функций и линейно-поляризованных (LP) мод [9]. Итак, используя приближение слабонаправляющего волокна, постановку задачи можно сформулировать следующим образом: необходимо разработать решетку, преобразующую ОУМ-моду нулевого порядка (LP<sub>01</sub>):

$$E_{01}(r, \phi, z) = e^{-i\beta_{01}z} \frac{J_{01}(u_{01} \frac{r}{a})}{J_{01}(u_{01})}, \quad 0 \leq r \leq r_{co},$$

в ОУМ-моду первого порядка (LP<sub>11</sub><sup>e</sup> + iLP<sub>11</sub><sup>o</sup>):

$$E_{11}(r, \phi, z) = e^{i\beta_{11}z} \frac{J_{11}(u_{11} \frac{r}{a})}{J_{11}(u_{11})} e^{i\phi}, \quad 0 \leq r \leq r_{co},$$



Рис. 1. ВВБР как четырехполюсник  
 Fig. 1. Chiral fiber Bragg grating as a quadripole

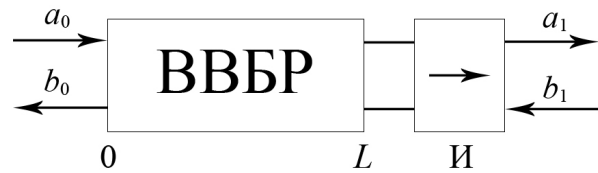


Рис. 2. ВВБР и изолятор для борьбы с переотражениями ВВБР имеет вид, представленный на рис. 3  
 Fig. 2. Chiral fiber Bragg grating and an insulator for combating multiple reflections of chiral fiber Bragg grating has the form shown in Fig. 3

где  $r_{co}$  – радиус сердцевинки (поскольку решетка существует только в сердцевине волокна).

Вихревую волоконную брэгговскую решетку можно рассматривать как четырехполюсник протяженностью от 0 до  $L$  (рис. 1), описываемый передаточной матрицей  $T$ , где  $a_0$  – падающее излучение (ОАМ = 0);  $b_0$  – отраженное излучение (ОАМ = 1);  $a_1$  – прошедшее через решетку излучение;  $b_1$  – это излучение, падающее на решетку со стороны приемника; в общем случае излучение  $b_1$  возникает вследствие рэлеевского рассеяния или при дуплексной связи.

Данное излучение приведет к формированию отраженного сигнала в направлении  $b_1$ , что в целом является нежелательным обстоятельством, т. е. в решетке возникнет дополнительное маломощное излучение, т. е. шум. Избавиться от  $b_1$  можно, разместив за решеткой оптический изолятор (рис. 2).

Таким образом, выражая излучение в конце решетки ( $z = L$ ) через излучение в начале решетки ( $z = 0$ ), можем записать:

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

представив матрицу  $T$  в виде

$$T = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} w & z \\ z^* & w^* \end{pmatrix}.$$

Для нахождения этих коэффициентов используем подход, изложенный в [10; 11], а именно – теорию связанных мод [12; 13], а также модель смешения полей при возмущениях показателя преломления, рассмотренную в [14]. Согласно этим подходам, коэффициент отражения поля фактически есть комплексное число, определяемое через матрицу  $F$ , рассмотренную в [13] и связывающую излучение

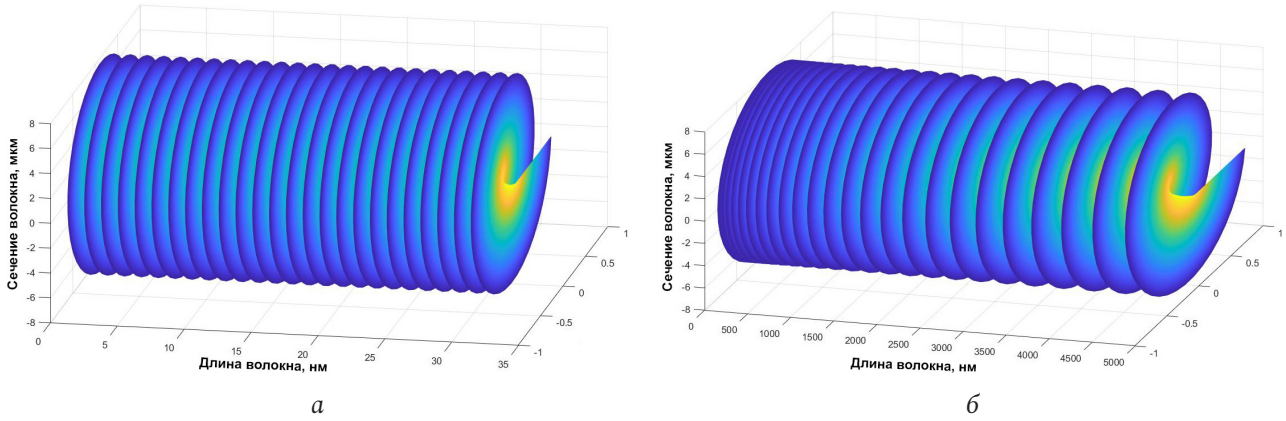


Рис. 3. Внешний вид регулярной ВВБР (а) и chirпированной ВВБР (б)  
Fig. 3. External view of a regular chiral fiber Bragg grating (a) and a chirped chiral fiber Bragg grating (b)

в начале решетки  $E(0)$  с излучением в конце решетки  $E(L)$ :  $E(0) = F \cdot E(L)$ . В отличие от подхода, предложенного в [13], найдем матрицу  $T$ , связывающую отраженное и прошедшее излучение через падающее излучение. Фактически матрица  $T$  является обратной матрице  $F$ :  $T = F^{-1}$ . Согласно правилу нахождения обратных матриц, получим:

$$T = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{21} \\ T_{12} & T_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_{22} & -F_{12} \\ -F_{21} & F_{11} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Итак, с учетом (1) и (2) можем записать:

$$\begin{aligned} a_1 &= T_{11}a_0 + T_{12}b_0 = F_{22}a_0 - F_{12}b_0, \\ b_1 &= T_{21}a_0 + T_{22}b_0 = -F_{21}a_0 + F_{11}b_0. \end{aligned} \quad (3)$$

Принимая во внимание, что  $b_1 = 0$ , с учетом (3) можно показать, что уравнения для смешанных мод в случае ВВБР остаются такими же, как и для регулярной ВВБР, поэтому с учетом [13] получим:

$$\begin{aligned} b_0 &= wa_0 = a_0 \frac{F_{22}}{F_{11}} = a_0 \frac{-k_{ab} \sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) + i\Delta\beta \sinh(\gamma L)}, \\ a_1 &= z^* a_0 = \frac{1}{F_{11}} a_0 = a_0 \frac{\gamma e^{-i\beta_0 L}}{\gamma \cosh(\gamma L) + i\Delta\beta \sinh(\gamma L)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\Delta\beta$ , согласно [11], для встречно распространяющихся мод равно:

$$\Delta\beta = \beta_{01} + \beta_{11} - 2\beta_0.$$

В формуле (4)  $w$  – коэффициент отражения;  $z^*$  – коэффициент передачи; параметр  $\beta_0$  определен ниже и включает в себя  $\Lambda$  – период решетки:  $\Lambda = \lambda_B / 2n_0$ ,  $\lambda_B$  – брэгговская длина волны отражения;  $\beta_{01}$  и  $\beta_{11}$  – коэффициенты фазы падающей (ОАМ = 0) и отраженной моды (ОАМ = 1) соответственно. Параметр  $\gamma$  определен как  $\gamma^2 = k_{ab}^2 - \Delta\beta^2$ . В выражении (4)  $k_{ab}$  – комплексный интеграл наложения (определяющий коэффициент смешения), определяемый неоднородностью показателя преломления [14]:

$$k_{ab} = \frac{i\omega\epsilon_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta n^2(r, \varphi) \overline{E_a^*}(r, \varphi) \cdot \overline{E_b}(r, \varphi) dr d\varphi, \quad (5)$$

или в случае LP-мод:

$$k_{ab} = \frac{i\omega\epsilon_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta n^2(r, \varphi) \overline{E_{11}^*}(r, \varphi) \cdot \overline{E_{01}}(r, \varphi) dr d\varphi. \quad (6)$$

Легко показать, что  $|w|^2 + |z|^2 = 1$ , т. е. сумма квадратов модулей коэффициентов отражения и передачи равна единице. Отметим, что в случае отсутствия смешения полей ВВБР действует как регулярная ВВБР, не изменяя структуры отраженного поля.

Показатель преломления вихревой брэгговской решетки запишем в виде

$$n(r, \varphi, z) = n_0 + \Delta n \left[ e^{-i\beta_0 z} g(z) f(r) e^{im\varphi} + \text{к.с.} \right], \quad (7)$$

где  $\Delta n$  – амплитуда модуляции показателя преломления;  $\beta_0 = 2\pi / y(z)$ ,  $y(z)$  – функция chirпирования (рис. 3, б), имеющая в общем случае произвольный вид, например  $y(z) = \Lambda + \Lambda_0 z$  (в отсутствие chirпирования  $y(z) = \Lambda$ );  $g(z)$  – функция аподизации, которая в данном случае равна 1 (аподизация отсутствует);  $f(r)$  – радиальная функция, определяющая, согласно (5), степень смешения мод.

С точки зрения теории смешанных мод, используемой для описания брэгговских решеток, смешение мод происходит при отличном от нуля поперечном возмущении показателя преломления (согласно (5)). Поскольку в классической (невихревой) брэгговской решетке функциональное поперечное возмущение (как функция радиуса волокна или угла) отсутствует, а существует лишь количественное приращение показателя преломления  $\Delta n$ , интеграл наложения (5) является не нулевым только в случае, когда  $a = b$ , то есть когда падающая и отраженная моды совпадают. Отсюда

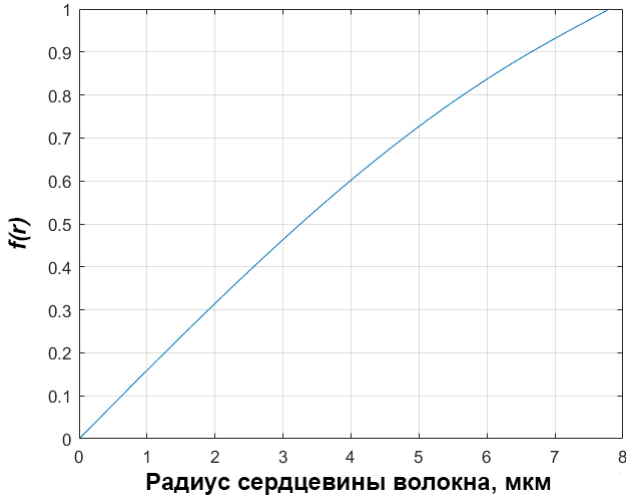


Рис. 4. Вид радиальной функции  $f(r)$  согласно (8), описывающей поперечный профиль ПП штриха решетки  
 Fig. 4. The form of the radial function  $f(r)$  according to (8), describing the transverse profile of the refraction index of the groove of the grating

следует вывод, теоретически подробно обоснованный в [11]: классическая брэгговская решетка не приводит к смешению мод. Однако для конвертирования моды ОУМ<sub>0</sub> в моду ОУМ<sub>1</sub>, очевидно, необходимо, чтобы интеграл наложения между этими модами был ненулевым, а в случае ортонормированных сигналов был близок к единице (что означает 100 % перекачку энергии из моды ОУМ<sub>0</sub> в моду ОУМ<sub>1</sub>). Исходя из этих соображений, можно показать, что радиальная функция  $f(r)$  будет иметь вид

$$f(r) = \sigma \frac{J_{11}\left(u_{11} \frac{r}{r_{co}}\right)}{J_{01}\left(u_{01} \frac{r}{r_{co}}\right)}, \quad (8)$$

где  $\sigma$  – нормирующий коэффициент, а коэффициенты  $u_{01}$  и  $u_{11}$  являются корнями характеристического уравнения для конкретного типа волокна, в котором записывается решетка. На рис. 4 изображен вид функции (8); соответствующий профиль ПП одного штриха ВВБР показан на рис. 5. Данная функция, согласно (6), обеспечивает единственный модуль интеграла наложения.

Учитывая, что величина  $\Delta n$  порядка должна быть порядка  $10^{-3}$  (что будет пояснено ниже), можно записать, что

$$n^2 \sim n_0^2 + 2n_0 \Delta n e^{-i\beta_0 z} f(r) e^{im\varphi}, \quad (9)$$

где  $\delta n^2(r, \varphi) = 2n_0 \Delta n e^{-i\beta_0 z} f(r) e^{im\varphi}$ . Тогда выражение (6) можно переписать как

$$k_{ab} = i\omega \epsilon_0 n_0 \Delta n e^{-i\beta_0 z} \times \int_0^{2\pi} \int_0^{r_{co}} e^{im\varphi} f(r) \overline{E_{11}^*(r, \varphi)} \cdot \overline{E_{01}^*(r, \varphi)} dr d\varphi. \quad (10)$$

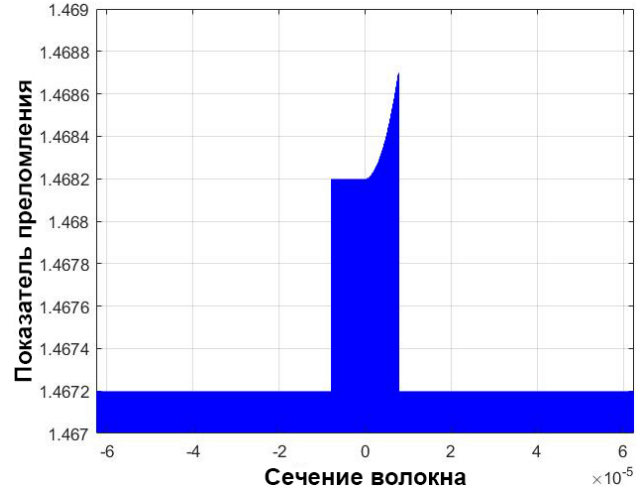


Рис. 5. Профиль ПП сечения ВВБР  
 Fig. 5. Profile of the refraction index of the section of a chiral fiber Bragg grating

Можно показать, что множитель  $e^{im\varphi}$ , описывающий геометрическую фазу решетки, обеспечивает ненулевое значение интеграла наложения (10); поскольку последний описывает вероятность перехода фундаментальной моды в моду высшего порядка, данный факт означает возбуждение вихревой моды из LP<sub>01</sub>. Отметим, что коэффициент отражения  $w$ , согласно (4), при аподизации обладает зависимостью от  $z$ , т. е.  $w = w(z)$ . Амплитуду отраженной моды в случае аподизации решетки можно определить как [14]:

$$b_0 \approx e^{i\beta_{11}L} \int_0^L w(z) e^{-i(\beta_{01} - \beta_{11})z} dz, \quad (11)$$

где коэффициент отражения  $w(z)$  определяется согласно (4)–(9).

Известно, что показатель преломления определяет вектор электрической индукции, поскольку в случае немагнитных материалов

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} = n^2 \epsilon_0 \vec{E}.$$

Задавая  $n$  в виде (7), с учетом (9) получим:

$$\vec{D} = n^2 \epsilon_0 \vec{E}_{01} = \epsilon_0 \left( n_0^2 + 2n_0 \Delta n e^{-i\beta_0 z} \frac{J_{11}\left(u_{11} \frac{r}{r_{co}}\right) J_{01}(u_{01})}{J_{01}\left(u_{01} \frac{r}{r_{co}}\right) J_{11}(u_{11})} e^{im\varphi} \right) \times \left( \frac{J_{01}\left(u_{01} \frac{r}{r_{co}}\right)}{J_{01}(u_{01})} e^{-i\beta_{01}z} = n_0^2 \epsilon_0 \frac{J_{01}\left(u_{01} \frac{r}{r_{co}}\right)}{J_{01}(u_{01})} e^{-i\beta_{01}z} + 2n_0 \epsilon_0 \Delta n \frac{J_{11}\left(u_{11} \frac{r}{r_{co}}\right)}{J_{11}(u_{11})} e^{im\varphi} e^{i(\beta_{11} - \Delta\beta - 3\beta_0)z} \right). \quad (12)$$



Рис. 6. Матричная модель нерегулярной ВВБР  
Fig. 6. Matrix model of irregular chiral fiber Bragg grating

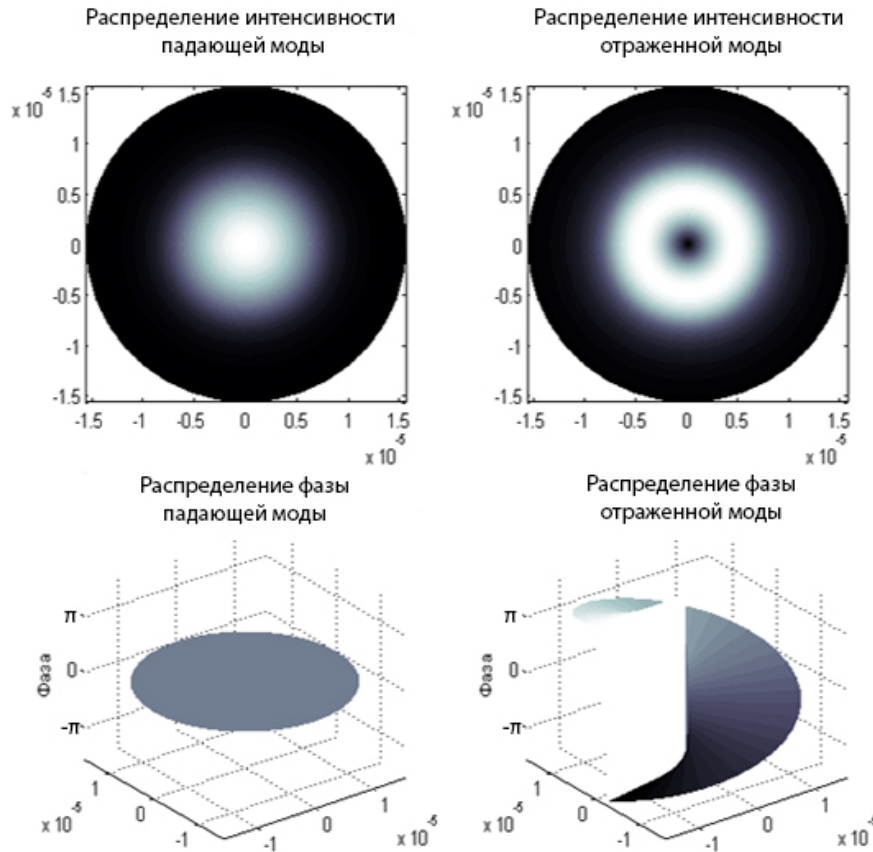


Рис. 7. Отраженное и падающее поле решетки  
Fig. 7. Reflected and incident grating field

Как видно из (12), вектор  $D$  состоит как из моды  $ОУМ_0$ , так и из  $ОУМ_1$ -моды. Поскольку в (12) мода  $ОУМ_1$  имеет множитель  $e^{i(\beta_{11} - \Delta\beta - 3\beta_0)z}$ , это означает, что данная мода будет распространяться навстречу падающей моде  $ОУМ_0$ .

Матричный подход, рассматриваемый в данной статье, удобен при анализе нерегулярных и/или каскадных решеток; в таком случае можно разбить сложную решетку на  $N$  регулярных участков (рис. 6), каждый из которых описывается своей матрицей  $T_i$ , а результирующее поле будет иметь вид

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = T_N \dots T_2 T_1 \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix}.$$

Итак, предлагаемая ВВБР предназначена для преобразования падающего поля с плоским волновым фронтом в поле, переносящее ОУМ. На рис. 7 представлены падающее и отраженное поля рассматриваемой решетки.

Анализ рис. 7 позволяет утверждать, что в отраженном излучении формируется вихревая структура поля. Разделить отраженное поле от падающего можно, например, с помощью модового сплиттера.

Согласно выражению (4), можно построить спектр отражения ВВБР, представленный на рис. 8.

Как видно из рис. 8, рассматриваемая решетка обладает коэффициентом отражения порядка  $R = 0,95$  на длине волны 1550 нм, но при этом присутствуют значительные боковые лепестки. При необходимости спектральные характеристики ВВБР можно изменить путем chirpирования или использования функции аподизации.

Поскольку для использования математического аппарата бесселевых функций при описании вихревых мод необходимо оставаться в рамках приближения слабонаправляющего волокна

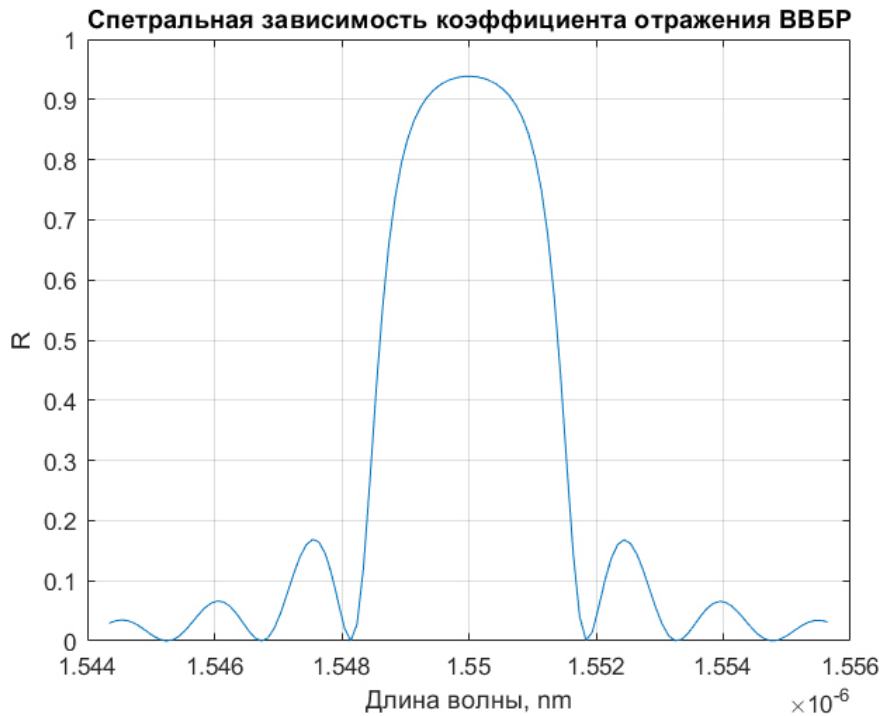


Рис. 8. Спектральная зависимость коэффициента отражения ВВБР  
 Fig. 8. Spectral dependence of the chiral fiber Bragg grating reflection coefficient

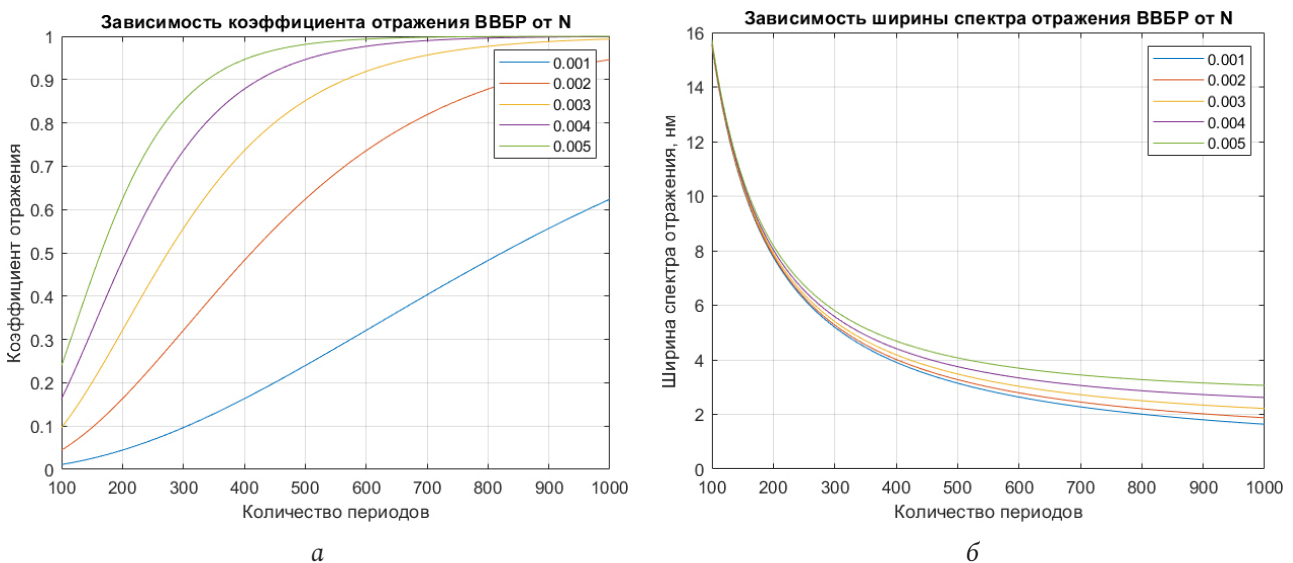


Рис. 9. Зависимость коэффициента отражения ВВБР (а) и ширины спектра отражения (б) от количества периодов (штрихов) решетки при разных значениях амплитуды наведенной модуляции показателя преломления  
 Fig. 9. Dependence of the chiral fiber Bragg grating reflection coefficient (a) and the reflection spectrum width (b) on the number of periods (grooves) of the grating at different values of the amplitude of the induced modulation of the refractive index

( $\Delta n < 1\%$ ), амплитуда наведенной модуляции решетки должна быть относительно низкой по сравнению с классическими ВБР (порядка 0,005 для ВВБР против 0,01 для классической ВБР). В связи с этим коэффициент отражения, согласно (4), можно повысить за счет увеличения числа штрихов решетки  $N$ . Данная зависимость отображена на рис. 9.

Согласно рис. 9, можно осуществить выбор параметров решетки, например, для заданного зна-

чения коэффициента отражения найти значения  $\delta n$  и  $N$ , для конкретного значения  $N$  подобрать  $\delta n$  и  $R$  и т. д. Стоит отметить, что интеграл наложения (10) имеет только фазовый набег  $e^{-i\beta_0 z}$  вдоль оси  $z$ , при этом модуль интеграла зависит только от поперечных координат. Это означает, что эффективность формирования ОУМ первого порядка из фундаментальной моды не зависит от количества штрихов решетки. Это подтверждается, например, тем, что для формирования вихревого

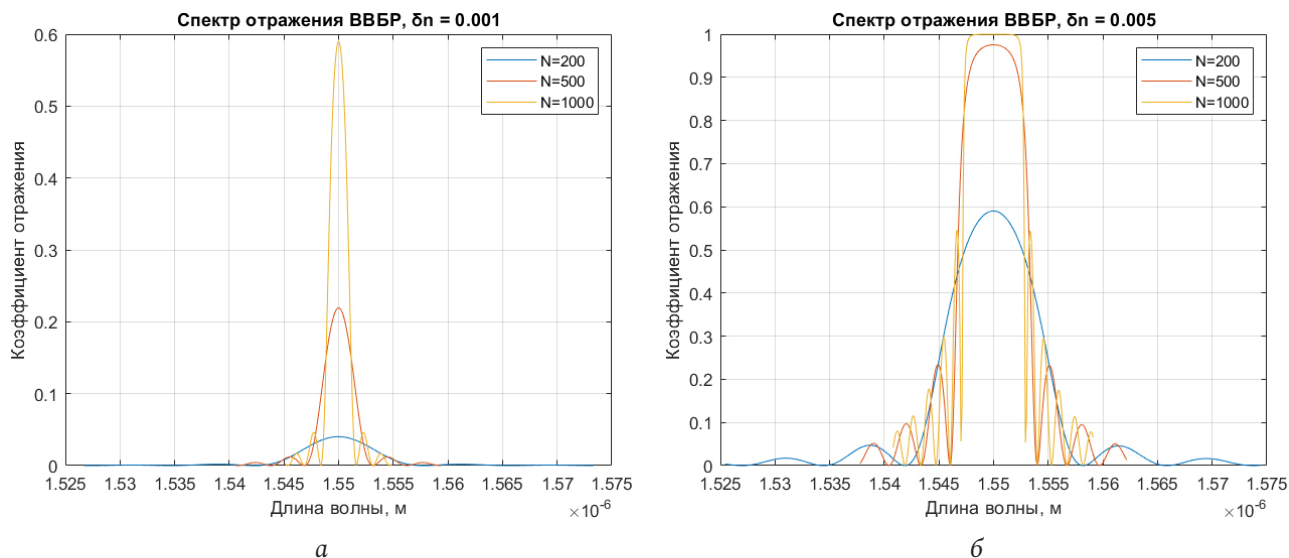


Рис. 10. Зависимость коэффициента отражения ВВБР от количества периодов (штрихов) решетки при разных значениях амплитуды наведенной модуляции показателя преломления: 0,001 (а) и 0,005 (б)

Fig. 10. Dependence of the chiral fiber Bragg grating reflection coefficient on the number of periods (grooves) of the grating at different values of the amplitude of the induced refractive index modulation: 0,001 (а) and 0,005 (б)

радиопучка достаточно одной спиральной фазовой пластины [15], а для формирования оптического вихревого free-space пучка – одиночного ДОЭ. В связи с этим количество штрихов определяет не эффективность формирования ОУМ моды, но эффективность ее отражения, что показано на рис. 10 при различных значениях амплитуды наведенной модуляции показателя преломления и количества штрихов.

Как видно из рис. 10, при  $\delta n = 0,005$  уже на значении  $N = 500$  (т. е. 500 периодов решетки) коэффициент отражения составляет порядка 0,97, а двукратное увеличение протяженности решетки теоретически доводит  $R$  до единицы. Значение  $\delta n = 0,001$  даже при тысяче штрихов решетки обеспечивает лишь 60 % отражения, что говорит об очевидном компромиссе между  $\delta n$  и  $N$ . Как уже упоминалось выше, параметры решетки могут быть рассчитаны, исходя из любых изначальных требований по отражению, протяженности решетки или ширине спектра отражения.

### Заключение

Таким образом, в рамках данной статьи предложена математическая модель вихревой брэгговской решетки, основанная на теории смешанных

мод и матриц рассеяния. Данная модель позволяет изучить характеристики решетки с произвольными функциями аподизации и чирпирования, с помощью чего можно получить ВВБР с требуемыми спектральными характеристиками, кроме того, рассматриваемая модель позволяет описывать сложные (каскадные) решетки. Предложенная радиальная функция возмущения показателя преломления обеспечивает до 100 % теоретической эффективности формирования ОУМ<sub>1</sub> моды из моды ОУМ<sub>0</sub>. Более того, показано, что, оставаясь в рамках слабонаправляющего приближения, можно добиться сколь угодно высокого коэффициента отражения решетки. Тем не менее вопрос технологии изготовления подобной решетки требует дальнейшего исследования.

### Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФГБОУ ВО УГАТУ # FEUE-1010-0007 по теме «Теоретические основы моделирования и семантического анализа процессов преобразования вихревых электромагнитных полей в инфокоммуникационных системах».

### Список литературы

1. An overview of radio-over-fiber network technology / A.M. Zin [et al.] // International Conference on Photonics 2010. 2010. P. 1–3. DOI: <https://doi.org/10.1109/ICP.2010.5604429>.
2. Special issue on novel insights into orbital angular momentum beams: from fundamentals, devices to applications / Y. Yue [et al.] // Appl. Sci. 2019. Vol. 9, No. 13. P. 2600. DOI: <https://doi.org/10.3390/app9132600>.

3. Защищенный сегмент RoF субтерагерцового диапазона с независимой оптической модуляцией частотных свойств радиоканала и параметра управления фазированной антенной решёткой / И.Л. Виноградова [и др.] // Компьютерная оптика. 2018. Т. 42, № 5. С. 786–799. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2018-42-5-786-799>.
4. Конвертирование вихревых пучков оптического диапазона в радиодиапазон на основе нелинейной генерации разностной частоты / В.Х. Багманов [и др.] // Компьютерная оптика. 2019. Т. 43, № 6. С. 983–991. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2019-43-6-983-991>.
5. The vortex beams conversion from the optical range into the radio domain based on the nonlinear generation of the difference frequency / V.Kh. Bagmanov [et al.] // 2019 27th Telecommunications Forum (TELFOR). Belgrade, Serbia. 2019. P. 1–4. DOI: <https://doi.org/10.1109/TELFOR48224.2019.8971332>.
6. Vashukevich E.A., Golubeva T.Yu., Golubev Yu.M. Conversion and storage of modes with orbital angular momentum in a quantum memory scheme // *Physical Review A*. 2020. Vol. 101, No. 3. P. 033830. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.101.033830>.
7. Морозов О.Г., Сахабутдинов А.Ж. Адресные волоконные брэгговские структуры в квазираспределенных радиофотонных сенсорных системах // Компьютерная оптика. 2019. Т. 43, № 4. С. 535–543. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2019-43-4-535-543>.
8. Tai H. Theory of fiber optical Bragg grating: revisited // *Proc. SPIE. Optical Modeling and Performance Predictions*. 2004. Vol. 5178. P. 131–138. DOI: <https://doi.org/10.1117/12.504819>.
9. Computer Design of Diffractive Optics / V.A. Soifer [et al.]. Sawston: Woodhead Publishing, 2012. 896 p.
10. Othonos A. Fiber Bragg gratings // *Review of Scientific Instruments*. 1997. Vol. 68, No. 12. P. 4309. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1148392>.
11. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings*. London: Academic Press, 1999. 478 p.
12. Yariv A., Nakamura M. Periodic structures for integrated optics // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1977. Vol. 13, No. 4. P. 233–253. DOI: <https://doi.org/10.1109/JQE.1977.1069323>.
13. Yamada M., Sakuda K. Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach // *Applied Optics*. 1987. Vol. 26, No. 16. P. 3474–3478. DOI: <https://doi.org/10.1364/AO.26.003474>.
14. Ho K.-P., Kahn M. Linear propagation effects in mode-division multiplexing systems // *Journal of Lightwave Technology*. 2014. Vol. 32, No. 4. P. 614–628. URL: <http://jlt.osa.org/abstract.cfm?URI=jlt-32-4-614>.
15. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities / Y. Shen [et al.] // *Light: Science & Applications*. 2019. Vol. 8, No. 1. P. 90. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41377-019-0194-2>.

## References

1. Zin A.M. et al. An overview of radio-over-fiber network technology. *International Conference on Photonics 2010*, 2010, pp. 1–3. DOI: <https://doi.org/10.1109/ICP.2010.5604429>.
2. Yue Y. et al. Special issue on novel insights into orbital angular momentum beams: from fundamentals, devices to applications. *Appl. Sci.*, 2019, vol. 9, no. 13, p. 2600. DOI: <https://doi.org/10.3390/app9132600>.
3. Vinogradova I.L. et al. Protected subterahertz RoF segment with independent optical modulation of the frequency properties of the radio channel and the control parameter of the phased antenna array. *Computer Optics*, 2018, vol. 42, no. 5, pp. 786–799. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2018-42-5-786-799>. (In Russ.)
4. Bagmanov V.Kh. et al. Conversion of vortex beams in the optical range to the radio range based on nonlinear generation of a difference frequency. *Computer Optics*, 2019, vol. 43, no. 6, pp. 983–991. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2019-43-6-983-991>. (In Russ.)
5. Bagmanov V.Kh. et al. The vortex beams conversion from the optical range into the radio domain based on the nonlinear generation of the difference frequency. *2019 27th Telecommunications Forum (TELFOR)*, Belgrade, Serbia, 2019, pp. 1–4. DOI: <https://doi.org/10.1109/TELFOR48224.2019.8971332>.
6. Vashukevich E.A., Golubeva T.Yu., Golubev Yu.M. Conversion and storage of modes with orbital angular momentum in a quantum memory scheme. *Physical Review A*, 2020, vol. 101, no. 3, pp. 033830. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.101.033830>.
7. Morozov O.G., Sahabutdinov A.Zh. Addressable fiber Bragg structures in quasi-distributed radio-photon sensor systems. *Computer Optics*, 2019, vol. 43, no. 4, pp. 535–543. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2019-43-4-535-543>. (In Russ.)
8. Tai H. Theory of fiber optical Bragg grating: revisited. *Proc. SPIE. Optical Modeling and Performance Predictions*, 2004, vol. 5178, pp. 131–138. DOI: <https://doi.org/10.1117/12.504819>.
9. Soifer V.A. et al. *Computer Design of Diffractive Optics*. Sawston: Woodhead Publishing, 2012, 896 p.
10. Othonos A. Fiber Bragg gratings. *Review of Scientific Instruments*, 1997, vol. 68, no. 12, p. 4309. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1148392>.
11. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings*. London: Academic Press, 1999, 478 p.
12. Yariv A., Nakamura M. Periodic structures for integrated optics. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1977, vol. 13, no. 4, pp. 233–253. DOI: <https://doi.org/10.1109/JQE.1977.1069323>.
13. Yamada M., Sakuda K. Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach. *Applied Optics*, 1987, vol. 26, no. 16, pp. 3474–3478. DOI: <https://doi.org/10.1364/AO.26.003474>.
14. Ho K.-P., Kahn M. Linear propagation effects in mode-division multiplexing systems. *Journal of Lightwave Technology*, 2014, vol. 32, no. 4, pp. 614–628. URL: <http://jlt.osa.org/abstract.cfm?URI=jlt-32-4-614>.
15. Shen Y. et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities. *Light: Science & Applications*, 2019, vol. 8, no. 1, p. 90. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41377-019-0194-2>.



## Physics of Wave Processes and Radio Systems

2020, vol. 23, no. 3, pp. 18–26

DOI 10.18469/1810-3189.2020.23.3.18-26

Received 23 July 2020  
Accepted 30 August 2020

### Generation of optical signals carrying OAM based on vortex fiber-optic periodic structures

*Azat R. Gizatulin*Ufa State Aviation Technical University  
12, K. Marx Street,  
Ufa, 450008, Russia

*Abstract* – In this article, author considers the process of generation of fiber modes carrying orbital angular momentum (vortex modes) using chiral fiber Bragg gratings; in this context, the formation of vortex modes is carried out by converting the fundamental mode into higher order modes. Within the framework of the article, a generalized mathematical model of chiral fiber Bragg gratings is presented, which includes an arbitrary function of apodization and chirping, which makes it possible to calculate gratings that form vortex modes of a given order for the required frequency range with the required reflection coefficient. In addition, a matrix method for describing chiral fiber Bragg gratings is proposed, based on the mathematical apparatus of the coupled modes theory and scattering matrices. This matrix approach is convenient for describing complex and / or cascaded gratings. In addition, in this work, simulation of the considered fiber structures is carried out.

*Keywords* – fiber Bragg gratings; chiral structures; orbital angular momentum, apodization, chirp, mode coupling theory.

#### Информация об авторе

Гизатулин Азат Ринатович, 1992 г. р., ассистент кафедры телекоммуникационных систем Уфимского государственного авиационного технического университета. В 2016 г. окончил Уфимский государственный авиационный технический университет по направлению подготовки магистров «Инфокоммуникационные технологии и системы связи».

*Область научных интересов:* волоконная оптика, телекоммуникационные системы.

*E-mail:* azat\_poincare@mail.ru

#### Information about the Author

**Azat R. Gizatulin** (b. 1992), assistant professor at the Department of Telecommunication Systems, Ufa State Aviation Technical University. Received master degree in 2016 in Infocommunication technologies and communications from Ufa State Aviation Technical University.

*Research interests:* fiber optics, telecommunication systems.

*E-mail:* azat\_poincare@mail.ru