

ВОЛОКОННО-ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ НЕОДНОРОДНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПУЧКА¹

М.В. Большаков², А.В. Гусева³, Н.Д. Кундикова⁴, И.И. Попков⁵

Рассмотрен процесс распространения циркулярно поляризованного излучения в маломодовом оптическом волокне. Предложен интерференционный метод получения неоднородно поляризованных по сечению пучков.

Ключевые слова: поляризация, оптическое волокно, интерференция.

Введение

Наблюдению поляризационных эффектов света посвящено большое число исследований. В последнее время возрос интерес к световым полям, имеющим неоднородную поляризацию. Наибольший практический интерес представляют пучки с радиальной и азимутальной поляризацией. Такие пучки применяются для решения разнообразных задач в лазерной микроскопии сверхвысокого разрешения [1–3], лазерной манипуляции [4–7], медицинской диагностике [8], в технологических процессах обработки металлов [9–11], для ускорения электронов [12–14], для исследования плазмонов [15].

Формирование множества различных типов векторных поляризационно неоднородных мод с уникальными свойствами осуществляется с помощью дополнительных внутри- или внерезонаторных устройств [16]. Внутрирезонаторные методы основаны на модификации лазерных резонаторов. Главный недостаток такого метода состоит в том, что он ориентирован на конкретный тип лазеров и, как правило, на получение какого-то одного типа неоднородной поляризации.

Синтез неоднородно поляризованных пучков с помощью внешних устройств либо интерференционных схем относится к внерезонаторным методам. Главным преимуществом внерезонаторных методов является универсализм, недостатком – сложность выполнения. Принцип действия поляризационных устройств основан на локальном изменении состояния поляризации в каждой точке поперечного сечения лазерного пучка.

Целью данной работы является разработка волоконно-интерференционного метода получения неоднородно поляризованного по сечению светового пучка.

Анализ распространения циркулярно поляризованного излучения в оптическом волокне

Рассмотрим распространение излучения в оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления [17].

Пусть на вход волокна падает циркулярно поляризованная волна со спиновым моментом $\sigma = +1$:

$$E^+(r, \varphi, z=0) = \begin{pmatrix} 1 \\ \sigma i \end{pmatrix} \left\{ e^{-i\varphi} \sum_N C_{-,1,N} F_{1,N}(r) + \sum_{m \neq 1} \sum_N C_{-,m,N} e^{-im\varphi} F_{m,N}(r) + \sum_m \sum_N C_{+,m,N} e^{im\varphi} F_{m,N}(r) \right\},$$

где $\begin{pmatrix} 1 \\ \sigma i \end{pmatrix}$ – столбец Максвелла [18], $\sigma = +1$, коэффициенты $C_{-,1,N}$ и $C_{+,1,N}$ определяют вклад мод

$e_{+,m,N}^+(r, \varphi)$ и $e_{-,m,N}^+(r, \varphi)$ в световое поле на входе в волокно. На выходе из волокна имеем следующее распределение поля:

¹ Исследование выполнено при частичной поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашения 14.132.21.1396, 14.137.21.1633 и при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, номер проекта 12-02-31448 мол_а

² Большаков Максим Вячеславович – кандидат физико-математических наук, доцент, кафедра оптики и спектроскопии, Южно-Уральский государственный университет
E-mail: bolshakovmv@susu.ac.ru

³ Гусева Анна Валентиновна – студент, кафедра оптики и спектроскопии, Южно-Уральский государственный университет
E-mail: avroga-org@bk.ru

⁴ Кундикова Наталья Дмитриевна – доктор физико-математических наук, профессор, декан физического факультета, отдел нелинейной оптики Института электрофизики РАН, кафедра оптики и спектроскопии, Южно-Уральский государственный университет
E-mail: knd@susu.ac.ru

⁵ Попков Иван Игоревич – ассистент, кафедра оптики и спектроскопии, Южно-Уральский государственный университет
E-mail: popkov_iv@gmail.com

$$\begin{aligned}
 E^+(r, \varphi, z) = & \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \left\{ \sum_{m \neq 1} \sum_N C_{-,m,N} e^{-im\varphi} F_{m,N}(r) \cdot \exp \left[iz \left(\beta_{m,N} + \delta\beta_{m,N}^{(2)} \right) \right] + \right. \\
 & + \sum_m \sum_N C_{+,m,N} e^{+im\varphi} F_{m,N}(r) \exp \left[iz \left(\beta_{m,N} + \delta\beta_{m,N}^{(1)} \right) \right] + \\
 & + \sum_N C_{-,1,N} e^{-i\varphi} F_{1,N}(r) e^{iz\beta_{1,N}} \left(e^{i2z\delta\beta_{1,N}^{(2)}} + 1 \right) \left. \right\} + \\
 & + \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \left[e^{i\varphi} \sum_N C_{-,1,N} F_{1,N}(r) e^{iz\beta_{1,N}} \left(e^{i2z\delta\beta_{1,N}^{(2)}} - 1 \right) \right],
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $\delta\beta_{m,N}^{(i)}$ – поляризационная поправка к константе распространения моды с индексами m , $F_{m,N}(r)$ – радиальная функция. Аналогичные выражения можно записать и для случая, когда на вход волокна падает излучение со спиновым моментом $\sigma = -1$.

Из выражения (1) следует, что на выходе из волокна появляется излучение с противоположным спиновым моментом $\sigma = -1$ («чужая» поляризация), вклад в которое дают только моды $e_{1,N}^2$ и $e_{1,N}^4$. Эти моды являются особыми, т.к. они соответствуют меридиональным лучам, для которых циркулярная поляризация не сохраняется в силу условий симметрии [17, 19].

Если на выходе из волокна поставить «циркулярный анализатор», пропускающий циркулярное излучение со знаком, противоположным знаку σ на входе в волокно, то через него пройдут только соответствующие моды с орбитальным моментом $m = 1$. Если после поляризатора поставить четвертьволновую пластинку, то прошедшая волна может приобрести любую поляризацию, в том числе и циркулярную. Пусть после четвертьволновой пластинки распространяется циркулярно поляризованное излучение с $m = 1$. Рассмотрим подробнее поле, прошедшее через «циркулярный анализатор». Этот анализатор состоит из четвертьволновой пластинки и поляризатора. Поле описывается последним членом в сумме в (1). Если на вход волокна падает свет со спиновым моментом $\sigma = +1$, то поле, прошедшее через анализатор, будет иметь следующий вид:

$$E^{+-}(r, \varphi) = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{i\varphi} \cdot \left\{ \sum_N C_{-,1,N} F_{1,N}(r) e^{iz\beta_{1,N}} \left[e^{i2z\delta\beta_{1,N}^{(2)}} - 1 \right] \right\} = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{i\varphi} A^{+-}.$$

Если на вход волокна подавать излучение со спиновым моментом $\sigma = -1$, то поле, прошедшее через анализатор, будет иметь вид:

$$E^{-+}(r, \varphi) = \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} e^{-i\varphi} \cdot \left\{ \sum_N C_{+,1,N} F_{1,N}(r) e^{iz\beta_{1,N}} \left[e^{i2z\delta\beta_{1,N}^{(2)}} - 1 \right] \right\} = A^{-+}.$$

Если выровнять интенсивности этих двух пучков, то есть сделать равными коэффициенты $A^{-+} = A^{+-} = A$, то результирующее поле имеет следующий вид:

$$E^{+-}(r, \varphi, z) + E^{-+}(r, \varphi, z) = \left[\begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{+i\varphi} + \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} e^{-i\varphi} \right] A = E^\Sigma(r, \varphi, z) A.$$

Распределение поляризации в поперечном сечении поля (1) на выходе волокна определяется выражением:

$$E^\Sigma(r, \varphi, z) = \left[\begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{+i\varphi} + \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} e^{-i\varphi} \right].$$

Легко показать, что

$$E^\Sigma(r, \varphi, z) = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{+i\varphi} + \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} e^{-i\varphi} = 2 \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Поляризацию в каждой точке поперечного сечения суммарного пучка можно определить, используя комплексное число $\chi = E_y/E_x$. Угол наклона эллипса поляризации θ определяется выражением:

$$\operatorname{tg}(2\theta) = \frac{2\operatorname{Re}(\chi)}{1-|\chi|^2},$$

а угол эллиптичности ε :

$$\sin(2\varepsilon) = \frac{2\operatorname{Im}(\chi)}{1+|\chi|^2}. \quad (3)$$

Из выражения (2) следует, что $\chi = \sin \varphi / \cos \varphi = \operatorname{tg} \varphi$ и, следовательно:

$$\operatorname{tg}(2\theta) = \frac{2\operatorname{tg} \varphi}{1-|\operatorname{tg} \varphi|^2},$$

откуда следует, что $\theta = \varphi$, т.е. наклон эллипса поляризации задается азимутальной координатой. Так как число χ – действительное, то в соответствии с выражением (3) $\sin(2\varepsilon) = 0$, следовательно, эллиптичность тоже равна нулю и излучение является линейно поляризованным.

Таким способом можно получить пучок с неоднородно распределенной по сечению линейной поляризацией, а именно, в каждой точке сечения колебания вектора электрического поля направлены по радиусу сечения.

Рассмотрим случай, когда в один из пучков внесена разность фаз π . Тогда выражение приобретает следующий вид:

$$E^{\Sigma}(r, \varphi, z) = \left[\begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{+i(\varphi+\pi)} + \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} e^{-i\varphi} \right].$$

Рассмотрим отдельно член, который определяет поляризацию:

$$e^{+i(\varphi+\pi)} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + e^{-i\varphi} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} = 2 \begin{pmatrix} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что $\chi = \sin \varphi / \cos \varphi = \operatorname{tg} \varphi$, и, следовательно:

$$\operatorname{tg}(2\theta) = -\operatorname{tg}\left(2\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right)\right),$$

откуда следует, что $\theta = -(\varphi + \pi/2)$, т.е. большая ось эллипса поляризации перпендикулярна радиусу. Угол эллиптичности в данном случае равен нулю, следовательно, эллиптичность тоже равна нулю.

Таким образом, можно получить линейно поляризованное излучение, направленное азимутально, т.е. направление поляризации перпендикулярно радиусу.

Складывая такие пучки с различным соотношением фаз, можно получить различные неоднородно поляризованные по сечению пучки.

Таким образом, на основе анализа распространения излучения в оптическом волокне показано, что излучение, вышедшее из оптического волокна, можно использовать для получения неоднородно линейно поляризованных пучков, в частности, поляризованных радиально или азимутально.

Литература

1. Biss, D.P. Polarization-vortex-driven second-harmonic generation / D.P. Biss, T.G. Brown // Optics Letters. – 2003. – Vol. 28, № 11. – P. 923–925.
2. Second- and third-harmonic generation with vector Gaussian beams / S. Carrasco, B.E. Saleh, M.C. Teich, J.T. Fourkas // J. Opt. Soc. Am. B. – 2006. – Vol. 23, № 10. – P. 2134–2141.
3. Biss, D.P. Dark-field imaging with cylindrical-vector beams / D.P. Biss, K.S. Youngworth, T.G. Brown // Appl. Opt. – 2006. – Vol. 45, № 3. – P. 470–479.
4. Zhan, Q. Radiation forces on a dielectric sphere produced by highly focused cylindrical vector beams / Q. Zhan // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2003. – Vol. 5, № 3. – P. 229–232.
5. Zhan, Q. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization / Q. Zhan // Opt. Express. – 2004. – Vol. 12, № 15. – P. 3377–3382.

6. Kozawa, Y. Optical trapping of micrometer-sized dielectric particles by cylindrical vector beams / Y. Kozawa, S. Sato // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18, № 10. – P. 10828–10833.
7. Zhang, Y. Trapping two types of particles using a double-ring-shaped radially polarized beam / Y. Zhang, D. Biaofeng, S. Taikei // *Phys. Rev. A.* – 2010. – Vol. 81, № 2. – P. 023831.
8. Rang, H. Enhanced photothermal therapy assisted with gold nanorods using a radially polarized beam / H. Rang, B. Jia, J. Li // *Applied Physics Letters.* – 2010. – Vol. 96, № 6. – P. 063702.
9. Meier, M. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation / M. Meier, V. Romano, T. Feurer // *Applied Physics A: Materials Science & Processing.* – 2007. – Vol. 86, № 3. – P. 329–334.
10. Kraus, M. Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization / M. Kraus, M.A. Ahmed, A. Michalowski // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18, № 21. – P. 22305.
11. Niziev, V.G. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency / V.G. Niziev, A.V. Nesterov // *Journal of Physics D: Applied Physics.* – 1999. – Vol. 32, № 13. – P. 1455.
12. Steinhauer, L.C. A new approach for laser particle acceleration in vacuum / L.C. Steinhauer, W. D. Kimura // *J. Appl. Phys.* – 1992. – Vol. 72, № 8. – P. 3237.
13. Wong, L.J. Direct acceleration of an electron in infinite vacuum by a pulsed radially-polarized laser beam / L.J. Wong, F.X. Kartner // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18, № 24. – P. 25035.
14. Bochkareva, S.G. Vacuum electron acceleration by a tightly focused, radially polarized, relativistically strong laser pulse / S.G. Bochkareva, K.I. Popov, V.Yu. Bychenkova // *Plasma Physics Reports.* – 2011. – Vol. 37, № 7. – P. 603.
15. Demonstration of an elliptical plasmonic lens illuminated with radially-like polarized field / G.M. Lerman, A. Yanai, N. Ben-Yosef, U. Levy // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18, № 10. – P. 10871.
16. Zhan, Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q. Zhan // *Advances in Optics and Photonics.* – 2009. – Vol. 1. – Issue 1. – P. 1–57.
17. Формирование единичной дислокации волнового фронта / М.Я. Даршт, Б.Я. Зельдович, И.В. Катаевская, Н.Д. Кундикова // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* – 1995. – Т. 107, № 5. – С. 1464–1472.
18. Джерард А., Берч Д.М. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. – 341 с.
19. Снайдер, А. Теория оптических волноводов / А. Снайдер, Д. Лав. – М.: Радио и связь, 1987. – 656 с.

FIBER AND INTERFERENTIAL METHOD OF OBTAINING NON-HOMOGENEOUS POLARIZED BEAM

M.V. Bolshakov¹, A.V. Guseva², N.D. Kundikova³, I.I. Popkov⁴

The process of distribution of circularly polarized radiation in small-mode optical fiber is represented in this paper. The interferential method of obtaining non-homogeneous polarized beams is described.

Keywords: polarization, optical fiber, interference.

References

1. Biss D.P., Brown T.G. Polarization-vortex-driven second-harmonic generation. *Optics Letters.* 2003. Vol. 28, no. 11. pp. 923–925.

¹ Bolshakov Maxim Vyacheslavovich is Cand. Sc. (Physics and Mathematics), associate professor, Optics and Spectroscopy Department, South Ural State University.

E-mail: bolshakovmv@susu.ac.ru

² Guseva Anna Valentynovna is Undergraduate Student, Optics and Spectroscopy Department, South Ural State University.

E-mail: avrora-org@bk.ru

³ Kundikova Nataliya Dmitrievna is Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Dean of Physics Faculty, Joint Nonlinear Optics Laboratory of IEF RAS, Optics and Spectroscopy Department, South Ural State University

E-mail: knd@susu.ac.ru

⁴ Popkov Ivan Igorevich is Assistant, Optics and Spectroscopy Department, South Ural State University

E-mail: popkov.iv@gmail.com

2. Carrasco S., Saleh B.E., Teich M.C., Fourkas J.T. Second- and third-harmonic generation with vector Gaussian beams. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2006. Vol. 23, no. 10. pp. 2134–2141.
3. Biss D.P., Youngworth K.S., Brown T.G. Dark-field imaging with cylindrical-vector beams / *Appl. Opt.* 2006. Vol. 45, no. 3. pp. 470–479. [<http://dx.doi.org/10.1364/AO.45.000470>]
4. Zhan Q. Radiation forces on a dielectric sphere produced by highly focused cylindrical vector beams. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2003. Vol. 5, no. 3. pp. 229–232.
5. Zhan Q. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization. *Opt. Express*. 2004. Vol. 12, no. 15. pp. 3377–3382.
6. Kozawa Y., Sato S. Optical trapping of micrometer-sized dielectric particles by cylindrical vector beams. *Opt. Express*. 2010. Vol. 18, no. 10. pp. 10828–10833.
7. Zhang Y., Biaofeng D., Taikei S. Trapping two types of particles using a double-ring-shaped radially polarized beam. *Phys. Rev. A*. 2010. Vol. 81, no. 2. p. 023831.
8. Rang H., Jia B., Li J. Enhanced photothermal therapy assisted with gold nanorods using a radially polarized beam. *Applied Physics Letters*. 2010. Vol. 96, no. 6. p. 063702.
9. Meier M., Romano V., Feurer T. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*. 2007. Vol. 86, no. 3. pp. 329–334.
10. Kraus M., Ahmed M.A., Michalowski A. Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization. *Opt. Express*. 2010. Vol. 18, no. 21. p. 22305.
11. Niziev V.G., Nesterov A.V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1999. Vol. 32, no. 13. p. 1455.
12. Steinhauer L.C., Kimura W.D. A new approach for laser particle acceleration in vacuum. *J. Appl. Phys.* 1992. Vol. 72, no. 8. p. 3237.
13. Wong L.J., Kartner F.X. Direct acceleration of an electron in infinite vacuum by a pulsed radially-polarized laser beam. *Opt. Express*. 2010. Vol. 18, no. 24. p. 25035.
14. Bochkareva S.G., Popov K.I., Bychenkova V.Yu. Vacuum electron acceleration by a tightly focused, radially polarized, relativistically strong laser pulse. *Plasma Physics Reports*. 2011. Vol. 37, no. 7. p. 603.
15. Lerman G.M., Yanai A., Ben-Yosef N., Levy U. Demonstration of an elliptical plasmonic lens illuminated with radially-like polarized field. *Opt. Express*. 2010. Vol. 18, no. 10. pp. 10871.
16. Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Advances in Optics and Photonics*. 2009. Vol. 1. Issue 1. pp. 1–57. [<http://dx.doi.org/10.1364/AOP.1.000001>]
17. Darsht M.Ya., Zel'dovich B.Ya., Kataevskaya I.V., Kundikova N.D. Formation of an isolated wavefront dislocation. *JETP*. Vol. 80, no. 5. p. 817.
18. Dzherard A., Berch D.M. *Vvedenie v matrichnyuyu optiku* (Introduction into matrix optics). Moskva, Mir, 1978. 341 p. (in Russ.). [Gerrard A., Burch J.M. *Introduction to Matrix Methods in Optics*. John Wiley & Sons, New York, 1975. 356 p.]
19. Snyder A., Lav D. *Teoriya opticheskikh volnovodov* (Theory of optical waveguide). Moscow: Radio i svyaz', 1987. 656 p. (in Russ.). [Snyder A.W., Love J.D. *Optical Waveguide Theory*. Springer, 1983. 734 p.]

Поступила в редакцию 21 июня 2013 г.