

Пучки только с поперечной интенсивностью в фокусе

С.С. Стафеев^{1,2}, Н.Н. Казаков,² В.В. Котляр^{1,2}

¹ Институт систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт»,
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151;

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,
443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

В данной работе численно с помощью формул Ричардса–Вольфа была промоделирована острая фокусировка векторных пучков с азимутальной поляризацией и пучков с V-линией неопределённости поляризации. Было продемонстрировано, что в остром фокусе для этих пучков отсутствует продольная составляющая напряженности электрического поля. Ранее подобный эффект демонстрировался только для азимутально-поляризованных пучков. Была рассчитана продольная составляющая спинового углового момента для этих пучков и показана возможность создания секторных азимутально-поляризованных пучков с помощью векторных волновых пластинок.

Ключевые слова: острая фокусировка, векторный пучок, азимутальная поляризация, спиновый угловой момент, намагниченность.

Цитирование: Стафеев, С.С. Пучки только с поперечной интенсивностью в фокусе / С.С. Стафеев, Н.Н. Казаков, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2024. – Т. 48, № 2. – С. 186–191. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1368.

Citation: Stafeev SS, Kazakov NN, Kotlyar VV. Beams with the transverse-only intensity at the focus. Computer Optics 2024; 48(2): 186-191. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1368.

Введение

В настоящее время отмечается рост интереса исследователей к использованию азимутально-поляризованного света [1]. Первоначально азимутальная поляризация предлагалась для получения компактных пятен [2, 3]. Однако позднее были найдены и другие ее применения. Например, в работах [4, 5] азимутально-поляризованный пучок используется для генерации третьей гармоники в ансамблях кремниевых наночастиц (квадрумеров и тримеров). Именно азимутально-поляризованный свет оказался наиболее подходящим для возбуждения Ми резонансов в исследуемых олигомерах – было достигнуто улучшение генерации на два порядка по сравнению с использованием линейной поляризации. В работе [6] предложен оптоволоконный сенсор, в котором в качестве основной моды распространяется азимутально-поляризованная мода.

Достаточно интригующим видится использование азимутально-поляризованного света для манипуляций с намагниченностью, последняя вычисляется как векторное произведение напряженности электрического поля на ее комплексное сопряжение: $\mathbf{M} \sim \mathbf{E} \times \mathbf{E}^*$. В первую очередь повышенный интерес к изучению намагниченности вызван её возможным применением в системах оптомагнитной памяти [7, 8]. Из-за отсутствия продольной составляющей электрического поля намагниченность в азимутально-поляризованном пучке всегда направлена вдоль оси распространения. Таким образом ранее удавалось получать пятна [9], иглы [10, 11], цепочки [12, 13] и массивы [14] намагниченности. В работе [15] наблюдается усиление

магнитного поля в центре квадруполей и гексаполей из кремниевых микросфер при освещении их светом азимутальной поляризации.

Отметим, что в классическом азимутально-поляризованном пучке направление поляризации меняется непрерывно [1]. В данной работе будет показано, что такие же свойства, как у азимутально-поляризованных пучков, могут быть получены и у секторных азимутально-поляризованных пучков, содержащих V-линии сингулярности. Ранее подобные кусочно-непрерывные состояния поляризаций рассматривались в работах [16–18]. В работе [16] рассматривались оптические вихри с цилиндрической поляризацией полупелых порядков. В работе [17] рассматривалась фокусировка векторных пучков дробных порядков, а в работе [18] – векторный пучок, «сшиваемый» из двух других векторных пучков – верхняя половина с одним порядком, нижняя – с другим. Изначально в таких пучках отсутствует спин: поляризация в каждой точке фокусируемого пучка является линейной, однако при острой фокусировке возникает ненулевая продольная составляющая спинового углового момента, что говорит о появлении областей, в которых поляризация эллиптическая. Данный эффект является частным случаем спин-орбитального взаимодействия в остром фокусе. Создавать пучки с разрывами поляризации можно с помощью метаповерхностей: на основе суперосцилляций [19] или субволновых решеток [20].

В данной работе численно с помощью формул Ричардса–Вольфа была промоделирована острая фокусировка векторных пучков с азимутальной поляризацией и пучков с V-линией неопределённости

поляризации. Было продемонстрировано, что в остром фокусе для этих пучков отсутствует продольная составляющая напряженности электрического поля. Ранее подобный эффект демонстрировался только для азимутально-поляризованных пучков. Отсутствие продольной составляющей напряженности электрического поля приводит к отсутствию поперечных составляющих спинового углового момента и поперечных составляющих намагниченности. Была показана возможность создания секторных азимутально-поляризованных пучков с помощью векторных волновых пластинок.

1. Моделирование острой фокусировки
Формулы Ричардса-Вольфа

Моделирование в данной работе было проведено через вычисление в среде Matlab интеграла Ричардса-Вольфа [21, 22]:

$$\mathbf{E}(\rho, \psi, z) = -\frac{if}{\lambda} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} B(\theta, \varphi) T(\theta) \mathbf{P}(\theta, \varphi) \times \exp\{ik[\rho \sin \theta \cos(\varphi - \psi) + z \cos \theta]\} \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}(\rho, \psi, z)$ – напряжённость электрического поля в фокусе, $B(\theta, \varphi)$ – амплитуда электрического поля во входном зрачке широкоапертурной оптической системы (θ – полярный угол, φ – азимутальный), $T(\theta)$ – функция аподизации линзы, f – фокусное расстояние, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны (в моделировании считалась равной 532 нм), α – максимальный полярный угол, определяемый числовой апертурой линзы ($NA = \sin \alpha$), $\mathbf{P}(\theta, \varphi)$ – вектор поляризации для напряжённости электрического поля, имеющий вид:

$$\mathbf{P}(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 \varphi (\cos \theta - 1) \\ \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) \\ -\sin \theta \cos \varphi \end{bmatrix} a(\theta, \varphi) + \begin{bmatrix} \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) \\ 1 + \sin^2 \varphi (\cos \theta - 1) \\ -\sin \theta \sin \varphi \end{bmatrix} b(\theta, \varphi), \quad (2)$$

где $a(\theta, \varphi)$ и $b(\theta, \varphi)$ – функции, описывающие состояние поляризации x - и y -компонент напряжённостей фокусируемых пучков. Для простоты вычислений в моделировании считалось, что зонная пластинка ($T(\theta) = \cos(\theta)^{-3/2}$ [23], $NA = 0,95$) фокусирует плоскую волну $B(\theta, \varphi) = 1$ в воздухе $n = 1$.

Азимутально-поляризованный свет

Поляризация, при которой напряженность электрического поля направлена строго азимутально, известна уже достаточно хорошо. Отсутствие в данном случае продольной составляющей напряженности электрического поля следует непосредственно из век-

торных уравнений Максвелла, записанных для цилиндрической системы координат: при обнулении производной по азимутальному углу система из шести уравнений разбивается на две системы, каждая из которых содержит по три уравнения (можно провести аналогию с ТЕ- и ТМ-поляризацией). Одна из систем тогда имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_\rho}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial \rho} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_\psi}{\partial t} + \sigma E_\psi, \\ -\frac{\partial E_\psi}{\partial z} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_\rho}{\partial t}, \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho E_\psi)}{\partial \rho} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}, \end{cases} \quad (3)$$

где \mathbf{H} – напряженность магнитного поля, ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные. Поле, описываемое (3), содержит только одну компоненту электрической напряженности.

Для классического азимутального пучка напряженность электрической компоненты исходного пучка в (1) имеет вид:

$$E(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} a(\varphi) \\ b(\varphi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Подставив уравнение (4) в (2), можно видеть, что

$$P_z(\theta, \varphi) = \sin \theta \cos \varphi \sin \varphi - \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi = 0. \quad (5)$$

Ранее изучался только случай азимутальной поляризации. Азимутальная поляризация – частный случай пучка с V-точкой сингулярности [24], расположенной в центре пучка. На рис. 1 показано направление поляризации в исследуемых пучках: на рис. 1а показано направление для азимутально-поляризованного пучка. Отметим, что направление поляризации в пучке на рис. 1б совпадает с направлением поляризации азимутально-поляризованного пучка, прошедшего через бинарную ступеньку [25, 26].

Результат фокусировки азимутально-поляризованного пучка показан на рис. 2. Показано распределение интенсивности (рис. 2а) и ее отдельных составляющих. Из рис. 2г видно, что продольная составляющая равна нулю.

Отметим, что отсутствие продольной составляющей напряженности электрического поля приводит к тому, что вектор спинового углового момента будет содержать только продольную компоненту:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{8\pi\omega} \text{Im}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{E}), \quad (6)$$

где ω – угловая частота света. Постоянную $1/(8\pi\omega)$ будем опускать. Интересно, что спиновый угловой момент противоположен, а по абсолютному значению отличается лишь множителем от вектора намагниченности:

$$\mathbf{M} = i\gamma [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*], \quad (7)$$

где γ – магнитооптическая восприимчивость.

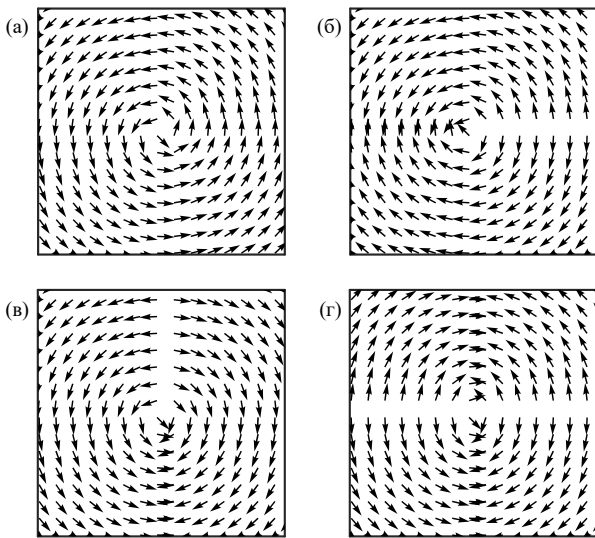


Рис. 1. Направление поляризации в исследуемых пучках: азимутально-поляризованном (а), пучке с V-линией сингулярности (б, в), пучке с двумя V-линиями сингулярности (г)

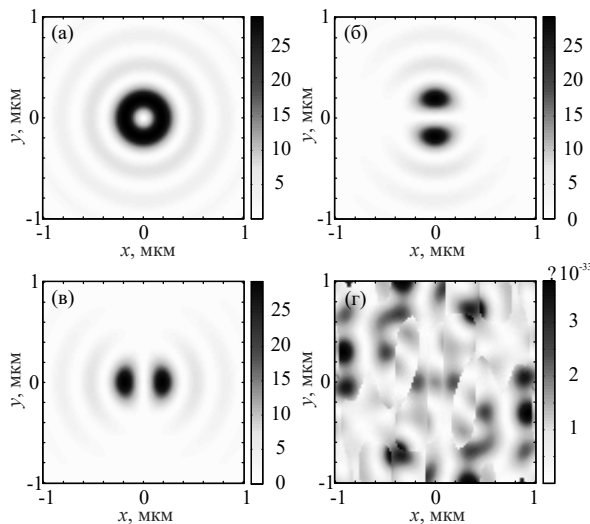


Рис. 2. Двумерные распределения интенсивности и её отдельных составляющих в фокусе пучка с азимутальной поляризацией первого порядка: I (а), I_x (б), I_y (в), I_z (г)

Ранее [27] было показано, что компоненты напряженности электрического поля для азимутально-поляризованного света имеют вид:

$$\begin{aligned} E_x &= -\sin \varphi [I_1 - I_2], \\ E_y &= \cos \varphi [I_1 - I_2], \\ E_z &= 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{\pi f}{\lambda} \int_0^\alpha \sin \theta \cos^{1/2} \theta (1 + \cos \theta) A(\theta) e^{ikz \cos \theta} J_1(x) d\theta, \\ I_2 &= \frac{\pi f}{\lambda} \int_0^\alpha \sin \theta \cos^{1/2} \theta (1 - \cos \theta) A(\theta) e^{ikz \cos \theta} J_{-1}(x) d\theta. \end{aligned} \quad (9)$$

В (9) $x = kr \sin \theta$, $J_m(x)$ – функция Бесселя m -го порядка, $A(\theta)$ – действительная функция, описывающая амплитуду входного поля в плоскости входного зрачка апланатической системы, зависящая только от угла θ . Подставив (8) в (6), можно показать, что продольная компонента СУМ всегда будет нулевой.

Пучок с V-линией неопределенности поляризации – секторная азимутальная поляризация

Можно получать и другие пучки, не обладающие z -компонентой электрического поля. Такое возможно, если в пучке, помимо V-точки сингулярности в центре, будут также V-линии сингулярностей [24]. В таком случае для начального поля (1) функции поляризации будут иметь вид [28]:

$$E(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} a(\varphi) \\ b(\varphi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(2\varphi) - 1 \\ \sin(2\varphi) \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Подставив (10) в (2), можно показать, что:

$$\begin{aligned} P_z(\theta, \varphi) &= \\ &= -\sin \theta \cos \varphi (\cos(2\varphi) - 1) - \sin \theta \sin \varphi \sin(2\varphi) = \\ &= -\sin \theta \left\{ -\cos \varphi + \underbrace{\cos \varphi \cos(2\varphi) + \sin \varphi \sin(2\varphi)}_{\cos \varphi} \right\} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

На рис. 3 показано распределение интенсивности и ее отдельных составляющих в плоскости фокуса для пучка (8). А на рис. 4 – распределение продольной составляющей СУМ на расстоянии λ от фокуса: непосредственно в фокусе для этого пучка все компоненты СУМ равны нулю [28]. Под интенсивностью понимается сумма квадратов модулей отдельных компонент напряженности электрического поля: $I = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2 = I_x + I_y + I_z$ [1].

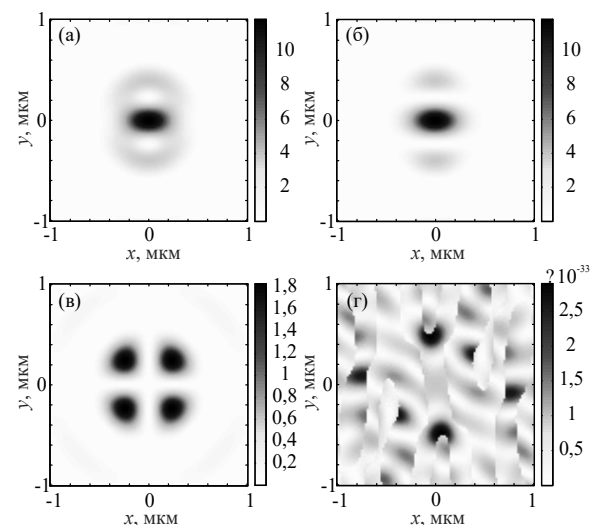


Рис. 3. Двумерные распределения интенсивности и её отдельных составляющих в фокусе пучка с V-линией неопределённости поляризации: $I = I_x + I_y + I_z$ (а), I_x (б), I_y (в), I_z (г)

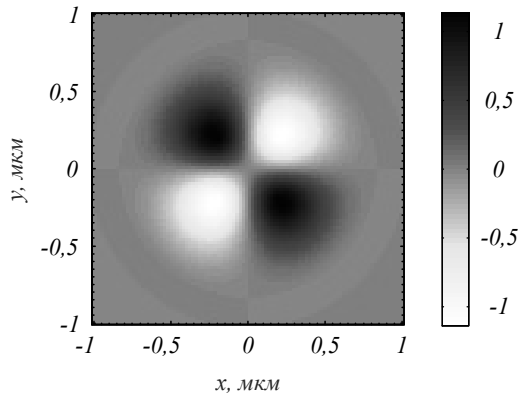


Рис. 4. Распределение продольной компоненты спинового углового момента S_z на расстоянии λ от фокуса

Аналогичный пучок с V-линией неопределенности сингулярности, но повернутый относительно пучка (8), имеет вид (рис. 1в):

$$\begin{aligned} a(\varphi) &= \sin(2\varphi), \\ b(\varphi) &= -\cos(2\varphi) - 1. \end{aligned} \tag{12}$$

Можно также посекторно задавать направление поляризации. Например, 1-й и 3-й секторы – ($a(\varphi) = -\sin(\varphi)$, $b(\varphi) = \cos(\varphi)$), а 2-й и 4-й – ($a(\varphi) = \sin(\varphi)$, $b(\varphi) = -\cos(\varphi)$). Такое векторное поле будет обладать двумя V-линиями неопределенности поляризации (рис. 1з). Для данного случая результат фокусировки приведен на рис. 5–6. На рис. 5 показана интенсивность и ее составляющие, а на рис. 6 – продольная компонента СУМ в фокусе.

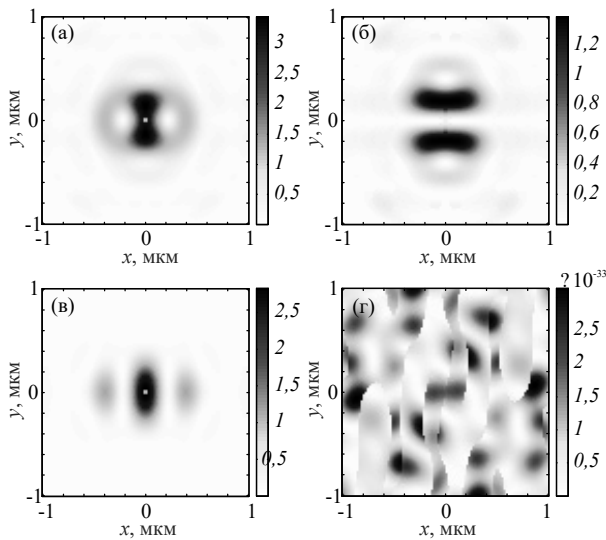


Рис. 5. Двумерные распределения интенсивности и её отдельных составляющих в фокусе пучка с двумя V-линиями неопределённости поляризации: I (а), I_x (б), I_y (в), I_z (г)

2. Экспериментальное получение пучков

Для получения азимутально-поляризованного света в настоящее время есть коммерчески доступные q-пластинки (нами использовался LBTEK VR1). Падающий на такой элемент линейно-поляризованный

вдоль оси x свет преобразуется в азимутально-поляризованный пучок, а линейно-поляризованный вдоль оси y – в радиально-поляризованный пучок, реализуя таким образом матрицу Джонса:

$$J_{CVB-1} = \begin{pmatrix} -\sin \varphi & \cos \varphi \\ \cos \varphi & \sin \varphi \end{pmatrix}. \tag{13}$$

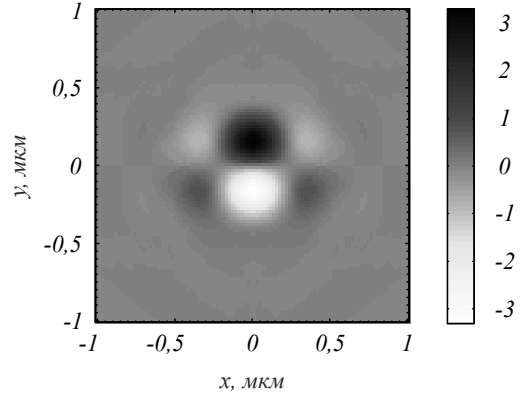


Рис. 6. Распределение продольной компоненты спинового углового момента S_z в фокусе

На рис. 7 показана интенсивность пучка, полученного при прохождении линейно-поляризованного света через q-пластинку при разных положениях поляризатора-анализатора перед регистрирующей камерой. Отметим здесь, что регистрация поперечных компонент не представляет труда, в то время как регистрация продольной компоненты невозможна прямыми измерениями. Однако продольная компонента может быть вычислена через измеренные поперечные компоненты. Например, в [29] продольная компонента вычислялась с помощью Стокс-полариметрии и итерационного алгоритма восстановления фазы.

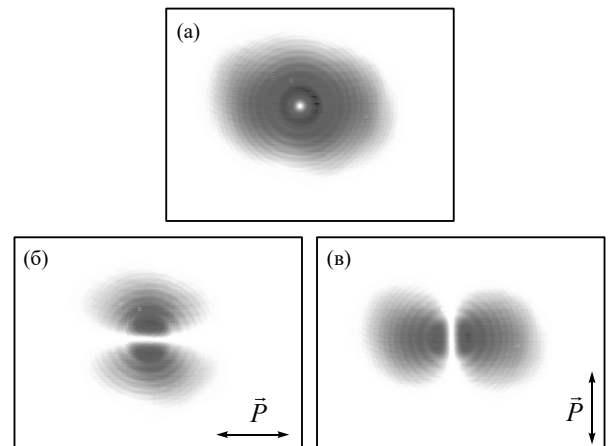


Рис. 7. Изображение азимутально-поляризованного пучка на камере без анализатора (а) и с анализатором, повернутым на угол 0 (б) и 90 градусов (в)

Из рис. 7 видно, что поляризация пучка соответствует азимутальной.

Получить пучки (10) можно также с помощью q-пластинки. Для этого можно пропустить через элемент (13) линейно-поляризованный вдоль оси x пу-

чок, но такой, в котором поляризация нижнего сегмента отличается знаком от верхнего сегмента. Тогда поляризация для верхнего сегмента пучка будет описываться вектором Джонса:

$$E = \begin{pmatrix} -\sin \varphi & \cos \varphi \\ \cos \varphi & \sin \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix}, \quad (14)$$

а для нижнего:

$$E = \begin{pmatrix} -\sin \varphi & \cos \varphi \\ \cos \varphi & \sin \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \varphi \\ -\cos \varphi \end{pmatrix}. \quad (15)$$

В качестве пучка, в котором поляризация отдельных сегментов отличается знаком, можно взять пучок Гаусса–Эрмита (0,1). Нами для получения пучка Гаусса–Эрмита использовался пропускающий модулятор Нолоеуе LC2012 (рис. 8). Затем пучок совмещался с центром q -пластинки. Получившийся пучок фокусировался линзой L_4 с малой числовой апертурой на камеру, перед которой помещался поляризатор-анализатор P_3 . Результат фокусировки показан на рис. 9.

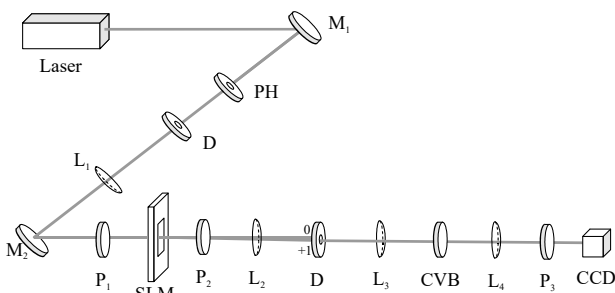


Рис. 8. Laser – лазер MGL-F-532-700 ($\lambda = 532$ нм), M_1, M_2 – зеркала, PH – пинхол (диаметр отверстия – 50 мкм), $L_1 - L_4$ – линзы ($f_1 = 400$ мм, $f_2 = 150$ мм, $f_3 = 125$ мм, $f_4 = 100$ мм), D – ирисовая диафрагма, SLM – пространственный модулятор света (Holoeye LC 2012), $P_1 - P_3$ – поляризаторы, CVB – векторная волновая пластинка (LBTEK VR1), CCD – CCD-камера (UCMOS10000KPA)

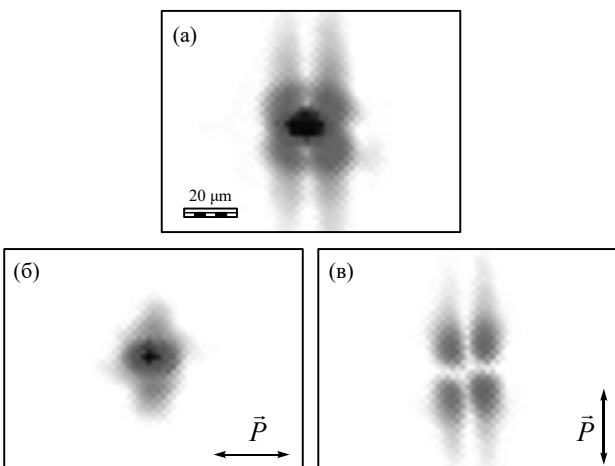


Рис. 9. Изображение сфокусированного пучка с V -линией неопределенности поляризации (10) на камере без анализатора (а) и с анализатором, повернутым на угол 0 (б) и 90 градусов (в)

Из рис. 9 видно, что, несмотря на малую числовую апертуру фокусирующей линзы, картина распределения интенсивности в фокусе согласуется с моделированием (рис. 3).

Заключение

В данной работе численно с помощью формул Ричардса–Вольфа была промоделирована острая фокусировка векторных пучков с азимутальной поляризацией и пучков с V -линией неопределенности поляризации. Было продемонстрировано, что в остром фокусе для этих пучков отсутствует продольная составляющая напряженности электрического поля. Ранее подобный эффект демонстрировался только для азимутально-поляризованных пучков. Наличие V -линий и отсутствие продольной компоненты напряженности электрического поля приводит к тому, что вектор спинового углового момента содержит только продольную компоненту. Была также показана возможность экспериментальной генерации исследуемых пучков.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-12-00236 (в части теории) и в рамках Государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» (в части эксперимента).

References

- [1] Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Adv Opt Photonics* 2009; 1: 1-57. DOI: 10.1364/AOP.1.000001.
- [2] Hao X, Kuang C, Wang T, Liu X. Phase encoding for sharper focus of the azimuthally polarized beam. *Opt Lett* 2010; 35: 3928-3930. DOI: 10.1364/OL.35.003928.
- [3] Yuan GH, Wei SB, Yuan XC. Nondiffracting transversally polarized beam. *Opt Lett* 2011; 36: 3479. DOI: 10.1364/OL.36.003479.
- [4] Kroychuk MK, Shorokhov AS, Yagudin DF, Shilkin DA, Smirnova DA, Volkovskaya I, Shcherbakov MR, Shvets G, Fedyanin AA. Enhanced nonlinear light generation in oligomers of silicon nanoparticles under vector beam illumination. *Nano Lett* 2020; 20: 3471-3477. DOI: 10.1021/acs.nanolett.0c00393.
- [5] Kroychuk MK, Yagudin DF, Shorokhov AS, Smirnova DA, Volkovskaya II, Shcherbakov MR, Shvets G, Kivshar YS, Fedyanin AA. Tailored nonlinear anisotropy in microwave resonant dielectric oligomers. *Adv Opt Mater* 2019; 7: 1900447. DOI: 10.1002/adom.201900447.
- [6] Sharif V, Pakarzadeh H. High – performance surface plasmon resonance fiber sensor based on cylindrical vector modes. *Sci Rep* 2023; 13: 4563. DOI: 10.1038/s41598-023-31524-9.
- [7] Khorsand AR, Savoini M, Kirilyuk A, Kimel AV, Tsukamoto A, Itoh A, Rasing T. Role of magnetic circular dichroism in all-optical magnetic recording. *Phys Rev Lett* 2012; 108: 127205. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.127205.
- [8] Ignatyeva DO, Davies CS, Sylgacheva DA, Tsukamoto A, Yoshikawa H, Kapralov PO, Kirilyuk A, Belotelov VI, Kimel AV. Plasmonic layer-selective all-optical switching of magnetization with nanometer resolution. *Nat Commun* 2019; 10: 4786. DOI: 10.1038/s41467-019-12699-0.

- [9] Nie Z, Ding W, Li D, Zhang X, Wang Y, Song Y. Spherical and sub-wavelength longitudinal magnetization generated by 4π tightly focusing radially polarized vortex beams. *Opt Express* 2015; 23: 690. DOI: 10.1364/OE.23.000690.
- [10] Udhayakumar M, Prabakaran K, Rajesh KB, Jaroszewicz Z, Belafhal A. Generating sub wavelength pure longitudinal magnetization probe and chain using complex phase plate. *Opt Commun* 2018; 407: 275-279. DOI: 10.1016/j.optcom.2017.09.007.
- [11] Wang S, Li X, Zhou J, Gu M. Ultralong pure longitudinal magnetization needle induced by annular vortex binary optics. *Opt Lett* 2014; 39: 5022-5025. DOI: 10.1364/OL.39.005022.
- [12] Gong L, Wang L, Zhu Z, Wang X, Zhao H, Gu B. Generation and manipulation of super-resolution spherical magnetization chains. *Appl Opt* 2016; 55: 5783. DOI:10.1364/AO.55.005783.
- [13] Nie Z, Ding W, Shi G, Li D, Zhang X, Wang Y, Song Y. Achievement and steering of light-induced sub-wavelength longitudinal magnetization chain. *Opt Express* 2015; 23: 21296. DOI: 10.1364/OE.23.021296.
- [14] Yan W, Nie Z, Liu X, Lan G, Zhang X, Wang Y, Song Y. Dynamic control of transverse magnetization spot arrays. *Opt Express* 2018; 26: 16824. DOI: 10.1364/oe.26.016824.
- [15] Zand M, Miri M, Sadrara M. Pure magnetic hotspots via hollow silicon nanoparticles illuminated by cylindrical vector beams. *J Appl Phys* 2023; 133: 093101. DOI: 10.1063/5.0131649.
- [16] Miao Y, Wang L, Zhang Q, Sun X, Gao X, Wan J, Zhuang S. Tight-focusing properties of propagable fractional-order vector vortex beams. *J Opt Soc Am B* 2023; 40: 1113. DOI: 10.1364/JOSAB.485509.
- [17] Stafeev SS, Nalimov AG, Zaitsev VD, Kotlyar VV. Tight focusing cylindrical vector beams with fractional order. *J Opt Soc Am B* 2021; 38(4): 1090-1096. DOI: 10.1364/JOSAB.413581.
- [18] Ma C, Song T, Chen R, Li H, Li X. Shaping focal field by grafted polarization. *Opt Express* 2023; 31: 8120. DOI: 10.1364/OE.482303.
- [19] Wang J, Dong F, Zhang K, Zhou Y, Song Z, Hu H, Xu L, Jiang H, Liang G, Zhang Z, Wen Z, Liu Y, Shang Z, Dai L, Chu W, Chen G. Generating a superoscillation three-dimensional hollow spot by polarization manipulation. *Phys Rev Appl* 2023; 19: 044069. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.19.044069.
- [20] Kotlyar VV, Stafeev SS, Nalimov AG, O'Faolain L. Subwavelength grating-based spiral metalens for tight focusing of laser light. *Appl Phys Lett* 2019; 114(14): 141107. DOI: 10.1063/1.5092760.
- [21] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system. *Proc Math Phys Eng Sci* 1959; 253: 358-379. DOI: 10.1098/rspa.1959.0200.
- [22] Pereira SF, van de Nes AS. Superresolution by means of polarisation, phase and amplitude pupil masks. *Opt Commun* 2004; 234: 119-124. DOI: 10.1016/j.optcom.2004.02.020.
- [23] Davidson N, Bokor N. High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens. *Opt Lett* 2004; 29: 1318-1320. DOI: 10.1364/ol.29.001318.
- [24] Freund I. Polarization singularity indices in Gaussian laser beams. *Opt Commun* 2002; 201: 251-270. DOI: 10.1016/S0030-4018(01)01725-4.
- [25] Khonina SN, Volotovskiy SG. Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures. *J Opt Soc Am A* 2010; 27(10): 2188-2197. DOI: 10.1364/JOSAA.27.002188.
- [26] Khonina SN. Simple phase optical elements for narrowing of a focal spot in high-numerical-aperture conditions. *Opt Eng* 2013; 52(9): 091711. DOI: 10.1117/1.oe.52.9.091711.
- [27] Stafeev SS, Kotlyar VV, Nalimov AG, Kozlova ES. The non-vortex inverse propagation of energy in a tightly focused high-order cylindrical vector beam. *IEEE Photonics J* 2019; 11: 4500810. DOI: 10.1109/JPHOT.2019.2921669.
- [28] Kotlyar V, Stafeev S, Zaitsev V, Kozlova E. Spin-orbital conversion with the tight focus of an axial superposition of a high-order cylindrical vector beam and a beam with linear polarization. *Micromachines* 2022; 13(7): 1112. DOI: 10.3390/mi13071112.
- [29] Maluenda D, Aviñoá M, Ahmadi K, Martínez-Herrero R, Carnicer A. Experimental estimation of the longitudinal component of a highly focused electromagnetic field. *Sci Rep* 2021; 11: 17992. DOI: 10.1038/s41598-021-97164-z.

Сведения об авторах

Стафеев Сергей Сергеевич, 1985 года рождения. В 2009 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладные математика и физика». Доктор физико-математических наук с 2023 года. Старший научный сотрудник лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт». Область научных интересов: дифракционная оптика, разностное решение уравнений Максвелла, оптика ближнего поля. E-mail: sergey.stafeev@gmail.com ORCID: 0000-0002-7008-8007.

Казаков Никита Николаевич, 2001 года рождения, студент 4 курса специальности «Прикладные математика и физика» Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королёва. Область научных интересов: дифракционная оптика, острая фокусировка света. E-mail: nikita37pobeditel@mail.ru

Сведения об авторе **Котляр Виктор Викторович** – см. стр. 184 этого номера.

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 05 июня 2023 г. Окончательный вариант – 05 июля 2023 г.

Beams with the transverse-only intensity at the focus

S.S. Stafeev^{1,2}, N.N. Kazakov², V.V. Kotlyar^{1,2}

¹ Image Processing Systems Institute, NRC "Kurchatov Institute",
443001, Samara, Russia, Molodogvardeyskaya 151,

² Samara National Research University, 443086, Samara, Russia, Moskovskoye Shosse 34

Abstract

In this work, sharp focusing of vector beams with azimuthal polarization and beams with V-line of polarization uncertainty is simulated numerically using the Richards-Wolf formulas. It is demonstrated that at the sharp focus of these beams the longitudinal component of the electric field vector is zero. Previously, a similar effect was demonstrated only for azimuthally polarized beams. Also, the longitudinal component of the spin angular momentum of these beams is calculated and the possibility of creating sector azimuthally polarized beams using vector waveplates is shown.

Keywords: sharp focusing, vector beam, azimuthal polarization, spin angular momentum, magnetization.

Citation: Stafeev SS, Kazakov NN, Kotlyar VV. Beams with the transverse-only intensity at the focus. *Computer Optics* 2024; 48(2): 186-191. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1368.

Acknowledgements: This work was funded by the Russian Science Foundation under project No. 23-12-00236 ("Theoretical background" Section) and the government project of the NRC "Kurchatov Institute" ("Experiment" Section).

Authors' information

Sergey S. Stafeev (b. 1985) received Master's degree in Applied Mathematics and Physics in Samara State Aerospace University (2009). He received his PhD in 2012. He is researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute, NRC "Kurchatov Institute". Scientific interests: diffractive optics, FDTD method, near-field optics. E-mail: sergey.stafeev@gmail.com. ORCID: 0000-0002-7008-8007.

Nikita N. Kazakov (b. 2001), a 4th-year student of the Applied Mathematics and Physics specialty at the Samara National Research University. Research interests: diffractive optics, sharp focusing of light. E-mail: nikita37pobeditel@mail.ru

Victor Victorovich Kotlyar is a head of Laboratory at the Image Processing Systems Institute, NRC "Kurchatov Institute" and professor of Computer Science department at Samara National Research University. He received his MS, PhD and DrSc degrees in Physics and Mathematics from Samara State University (1979), Saratov State University (1988) and Moscow Central Design Institute of Unique Instrumentation, the Russian Academy of Sciences (1992). He is SPIE- and OSA-member. He is coauthor of 300 scientific papers, 5 books and 7 inventions. His current interests are diffractive optics, gradient optics, nanophotonics, and optical vortices. E-mail: kotlyar@ipsiras.ru.

Received June 5, 2023. The final version – July 5, 2023.
