

## Радиофизика

Научная статья

УДК 535.5, 535-4, 535.012.2

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.16416>

### **ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ SPUN-ТИПА И ИХ ОПИСАНИЕ В РАМКАХ ФОРМАЛИЗМА МАТРИЦ ДЖОНСА ПРИ АНАЛИЗЕ ПРАКТИЧЕСКИХ ОПТОВОЛОКОННЫХ СХЕМ**

**В. С. Темкина** ✉, **Л. Б. Ликумович**, **А. Б. Арчелков**

**А. В. Медведев**, **А. С. Козлов**, **К. В. Грешневиков**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

✉ [temkina\\_vs@spbstu.ru](mailto:temkina_vs@spbstu.ru)

**Аннотация.** В работе получено выражение для матрицы Джонса реального волоконного световода spun-типа, которое учитывает слабое отклонение его свойств от таковых для случая идеализированного представления этого волокна матрицей поворота. Вывод проведен в рамках модели оптического элемента с фазовой анизотропией. Рассмотрены особенности использования полученной матрицы Джонса реального spun-волокна при анализе практических оптоволоконных схем и моделировании их сигналов. Выполнены эксперименты со spun-волокном, демонстрирующие отклонение параметров поляризационных мод реального волокна от идеализированной модели и позволившие оценить уровень этого отклонения.

**Ключевые слова:** формализм матриц Джонса, spun-волокно, фазовая анизотропия, состояние поляризации света

**Финансирование:** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00513 (<https://rscf.ru/project/22-19-00513/>).

**Для цитирования:** Темкина В. С., Ликумович Л. Б., Арчелков А. Б., Медведев А. В., Козлов А. С., Грешневиков К. В. Волоконные световоды spun-типа и их описание в рамках формализма матриц Джонса при анализе практических оптоволоконных схем // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2023. Т. 16. № 4. С. 198–214. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.16416>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.16416>

### **SPUN FIBERS AND THEIR DESCRIPTION WITHIN THE JONES FORMALISM IN ANALYZING THE PRACTICAL FIBER-OPTIC CIRCUITS**

**V. S. Temkina** ✉, **L. B. Liokumovich**, **A. B. Archelkov**,

**A. V. Medvedev**, **A. S. Kozlov**, **K. V. Greshnevikov**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

✉ [temkina\\_vs@spbstu.ru](mailto:temkina_vs@spbstu.ru)

**Abstract.** In this paper, an analytical form for the Jones matrix of a real spun fiber has been obtained, taking into account a slight deviation of its properties from an idealized representation of this fiber by the rotation matrix. The derivation was made within the framework of



the optical element model with phase anisotropy. The features of using the Jones matrix of a real spun fiber in the analysis of practical fiber-optic circuits and modeling their signals were considered. The experiments with the spun fiber revealing the parameter deviations of the polarization modes of the real spun fiber from the idealized model and allowing estimation of this deviation level were performed.

**Keywords:** Jones matrix formalism, spun fiber, phase anisotropy, polarization state of light

**Funding:** The reported study was funded by Russian Science Foundation, Grant No. 22-19-00513 (<https://rscf.ru/en/project/22-19-00513/>)

**For citation:** Temkina V. S., Liokumovich L. B., Archelkov A. B., Medvedev A. V., Kozlov A. S., Greshnevikov K. V., Spun fibers and their description within the Jones formalism in analyzing the practical fiber-optic circuits, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 16 (4) (2023) 198–214. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.16416>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

## Введение

Совершенствование волоконно-оптических технологий способствовало активному развитию различных видов специализированных оптических волокон. Одним из направлений в этой области стала разработка уникального класса волокон spun-типа (*англ.* spun – скрученный), которые обладают специфической внутренней структурой анизотропии. Такие волокна имеют такую же внутреннюю структуру, как и волокна с линейной анизотропией, однако при смещении вдоль продольной оси волокна направление поляризационных осей претерпевает регулярное вращение. Такая специфика достигается путем кручения заготовки с двулучепреломляющей структурой (ДЛП-структура) при вытяжке волокна.

Тип собственных поляризационных мод такого световода зависит от соотношения двух ключевых параметров в получаемой структуре волокна. Первый параметр –  $V_L$ , рад/м, – это погонное приращение разности фаз линейных поляризационных мод локального участка волокна, которое характеризует линейную анизотропию, вызванную наведенной при изготовлении поперечной деформацией сердцевины. Вторым –  $V_a$ , рад/м, – это погонная скорость продольного вращения направления поляризационных осей.

В зависимости от достигнутого отношения  $V_a/V_L$  собственные моды spun-волокна могут иметь разный характер, но важно отметить, что с ростом значения  $V_a/V_L$  собственные моды spun-волокна стремятся к ортогональным циркулярным поляризациям [1].

При этом известны spun-волокна двух типов: низкого (LoVi) и высокого (HiVi) двулучепреломления.

Первый тип характерен тем, что высокое значение отношения  $V_a/V_L$  реализуется ввиду формирования низкого значения  $V_L$ . Эти волокна изготавливаются из заготовок без ДЛП-структуры с кручением при вытяжке и имеют собственные поляризационные моды с достаточно малой разностью фаз [2 – 4]. При ограниченной длине и слабых изгибах они функционируют как изотропный оптический световод, сохраняющий состояние поляризации входного излучения. Волокна spun-LoVi используют, например, для усиления света в мощных волоконных лазерах с целью преодоления дрейфа состояния поляризации света в волокне из-за его нагрева при накачке [5, 6]. Однако эти волокна подвержены существенному влиянию наведенной анизотропии при изгибах и других внешних возмущениях волокна.

Второй тип – spun-HiVi-волокно, наоборот, имеет относительно высокое значение  $V_L$  и изготавливается на основе заготовок с существенной поперечной ДЛП-структурой путем быстрого вращения заготовки при вытяжке волокна [7]. Благодаря относительно высокому отношению  $V_a/V_L$ , эти волокна также имеют собственные поляризационные моды, близкие к циркулярно-поляризованным [8], и при этом собственная анизотропия таких волокон слабо искажается при изгибах, сжатиях и других воздействиях. Волокна второго типа используются для разных целей, например, создания чувствительного элемента

высокоточных волоконно-оптических датчиков тока [9 – 12]. Такое применение можно рассматривать как один из перспективных, широко известных и исследуемых вариантов.

Интерес к применению *spun*-волокон, особенно высокого двулучепреломления, вызван их потенциальной возможностью сохранять циркулярно-поляризованные моды. Однако такие собственные поляризационные моды соответствуют лишь предельному случаю при повышении значения  $V_a/V_L$ . На практике, в силу ряда причин, это отношение ограничено, поэтому даже без учета внутренних флуктуаций структуры, возникших при изготовлении и наведенных при укладке волокна, собственные поляризационные моды реальных *spun*-волокон только приближаются к циркулярным и могут заметно отличаться от идеализированного варианта.

Аналізу поляризационных свойств реальных *spun*-волокон посвящено много работ [1, 4, 8, 10, 12 – 15]. Однако указанные исследования направлены, как правило, на анализ сложных механизмов регулярного и случайного преобразования поляризации света в процессе его распространения в неоднородной анизотропной структуре волокна и базируются на применении формализма связи мод и на уравнениях связанных волн [4, 10, 12, 13]. В ряде работ рассматривались и модели формирования матрицы Джонса *spun*-волокна, причем как дифференциальных матриц участка, так и результирующей интегральной матрицы [1, 8, 14, 15]. Такие модели имеют сложную структуру в виде произведения матриц, и в них необходимо учитывать (даже при приведении к интегральной матрице) строгие значения  $V_a$ ,  $V_L$  и длины волокна, которые обычно неизвестны. Кроме того, такие модели для матрицы Джонса *spun*-волокна не позволяют учесть влияние возможных флуктуаций параметров и анизотропии, наведенной внешними возмущениями волокна. Поэтому результаты таких исследований хотя и описывают свойства *spun*-волокон, но их трудно применять для анализа и моделирования работы практических устройств на основе этих волокон.

Цели данной работы – получить структуру матрицы Джонса реального *spun*-волокна в максимально простой интегральной форме без использования параметров внутренней структуры волокна, исходя лишь из условия малого отличия поляризационных мод такого волокна от идеализированного представления, и проанализировать свойства полученной матрицы.

Именно такой вариант матрицы Джонса *spun*-волокна эффективен при анализе и моделировании устройств на основе этих волокон; кроме того, он весьма полезен, чтобы изучать влияние несовершенств (отличия реального *spun*-волокна от идеализированного) на работу этих устройств.

### Матрица Джонса идеализированного *spun*-волокна

Прежде всего, необходимо учитывать, что в научной литературе есть разные варианты определения поляризованной волны с правым или левым направлением вращения, а также разные варианты учета фаз компонент в векторах Джонса и, как следствие, в матрицах Джонса. В дальнейшем анализе важно понимание этих особенностей, поэтому в Приложении (дано в конце статьи) приведены те уточнения, которых мы придерживаемся.

Как было отмечено выше, в идеализированном представлении *spun*-волокна его поляризационные моды принято считать циркулярными. Устройство с циркулярными собственными векторами в линейном декартовом базисе векторов Джонса описывается матрицей поворота. Следовательно, будем полагать, что матрица Джонса идеализированного *spun*-волокна имеет вид

$$\mathbf{M}_0 = \begin{bmatrix} \cos(\varphi/2) & \sin(\varphi/2) \\ -\sin(\varphi/2) & \cos(\varphi/2) \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Важно подчеркнуть, что представление об идеализированном *spun*-волокне, описываемом матрицей поворота, не связано с представлением о *spun*-волокне с идеальной структурой, в которой введен регулярный поворот направления осей линейной анизотропии. В такой структуре, даже с регулярными параметрами без флуктуаций, вид матрицы будет отличаться от представленного вида (1). Идеализированное *spun*-волокно, описываемое матрицей поворота, подразумевает именно идеализацию представления о преобразовании



состояния поляризации света в таком волокне, когда желательно иметь в оптической схеме элемент с циркулярно-поляризованными собственными модами.

При уточняющих условиях, которые описаны в Приложении, матрица (1) поворачивает азимут состояния поляризации на угол  $\varphi/2$  по часовой стрелке при наблюдении навстречу направлению распространения волны. При этом здесь принята во внимание разность фаз собственных мод  $\varphi$ , но не включен общий набег фазы  $\Phi$  собственных волн, который нетрудно учесть через введение множителя  $e^{-j\Phi}$ , хотя этот множитель и не нужен для рассмотрения только преобразования состояния поляризации света. С этой точки зрения матрица (1) относится к классу специальных унитарных матриц, имеющих определитель, равный единице.

Собственные векторы  $\mathbf{J}_{01}$  и  $\mathbf{J}_{02}$  матрицы (1), соответствующие собственным числам  $\lambda_1 = e^{j\varphi/2}$  и  $\lambda_2 = e^{-j\varphi/2}$  (здесь и далее  $\varphi$  полагается положительной величиной), соответствующих волнам с правой и левой циркулярной поляризацией, которые обычно записывают в следующем виде [16, 17]:

$$\mathbf{J}_{01} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}, \quad \mathbf{J}_{02} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Согласно принятым правилам, векторы  $\mathbf{J}_{01}$  и  $\mathbf{J}_{02}$  для матрицы (1) относятся соответственно к быстрой и медленной поляризационным модам идеализированного *spin*-волокна.

Здесь важно отметить, что можно представить альтернативный вариант идеализированного *spin*-волокна, которое поворачивает состояние поляризации света, прошедшего через волокно, против часовой стрелки. На практике это задается направлением вращения заготовки при вытяжке. Такой вариант идеализированного волокна будет описываться матрицей  $\mathbf{M}_0' = \mathbf{M}_0^T$ , которая также имеет собственные векторы (2), но первый будет соответствовать медленной моде, а второй – быстрой. В целом, если нужно рассматривать этот случай, то все приведенные далее выражения можно использовать, если производить замену  $\varphi$  на  $-\varphi$  (при этом опять подразумевается, что  $\varphi$  – положительная величина).

### Матрица Джонса реального *spin*-волокна

Реальные *spin*-волокна не соответствуют идеализированному представлению и описываются матрицей Джонса, отличной от матрицы поворота. При этом есть принципиальное отличие от волокон с линейной анизотропией (*англ.* polarization-maintaining (PM) fiber), в которых неидеальность волокна связана с флуктуациями величины и направления деформаций сердцевины, возникшими еще при изготовлении волокна или наведенными последующими внешними возмущениями.

*Spin*-волокно с регулярным вращением ориентации поляризационных осей отличается от указанного выше идеализированного представления даже без флуктуаций параметров анизотропии, поскольку циркулярные собственные поляризации достигаются только в случае предельного значения отношения параметров волокна, которых невозможно добиться на практике. Собственные и наведенные флуктуации параметров анизотропии дополнительно искажают итоговые поляризационные свойства волокна, но не являются основной причиной отличия от идеализированного представления.

С целью формирования относительно простого представления интегральной матрицы Джонса для отрезка реального *spin*-волокна, мы предлагаем использовать лишь условие слабого отличия поляризационных свойств такого волокна от идеализированного представления, т. е. слабого отличия собственных состояний поляризации от циркулярных.

При этом мы будем полагать, что *spin*-волокно остается элементом с фазовой анизотропией и описывается унитарной матрицей Джонса. Это обстоятельство можно обосновать малыми потерями оптической мощности в волокнах относительно небольшой длины (на практике обычно используются *spin*-волокна длиной до нескольких десятков метров), что позволяет пренебречь и возможным дихроизмом. Также не будем учитывать общий набег фаз  $\Phi$  собственных мод, а значит будем рассматривать специальную унитарную матрицу.

С учетом вышеизложенного, матрица Джонса реального *spin*-волокна должна соответствовать матрице эллиптической фазовой пластинки, собственные векторы которой близки к векторам (2) для круговых поляризаций.

Ввиду важности свойств собственных векторов матрицы оптического элемента, сначала рассмотрим свойства собственных векторов, соответствующих условию близости к векторам (2). В общем случае в представлении через основные параметры эллипса поляризации (угол эллиптичности  $\varepsilon$  и азимут  $\Theta$ ) два ортогональных собственных вектора Джонса в декартовом базисе обычно записывают в следующем виде [16, 18]:

$$\mathbf{J}_1 = \begin{bmatrix} \cos \Theta \cos \varepsilon - j \sin \Theta \sin \varepsilon \\ \sin \Theta \cos \varepsilon + j \cos \Theta \sin \varepsilon \end{bmatrix}, \mathbf{J}_2 = \begin{bmatrix} -\sin \Theta \cos \varepsilon + j \cos \Theta \sin \varepsilon \\ \cos \Theta \cos \varepsilon + j \sin \Theta \sin \varepsilon \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где параметры  $\varepsilon$  и  $\Theta$  заданы непосредственно для вектора  $\mathbf{J}_1$ , а вектор  $\mathbf{J}_2$  получен как ортогональный к  $\mathbf{J}_1$ .

Формат (3) задает нормализованные векторы с единичной длиной, а в общем случае ортогональные векторы записываются с точностью до постоянного комплексного множителя, т. е. они могут иметь разные величины как длины, так и начальной фазы.

Полезно рассмотреть переход к идеализированному случаю с циркулярными поляризациями, для чего необходимо принять значение  $\varepsilon = \pi/4$ . Тогда векторы (3) преобразуются к виду

$$\mathbf{J}_1 = \frac{e^{-j\Theta}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}, \mathbf{J}_2 = \frac{je^{j\Theta}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Отличие полученных выражений (4) от вида (2) заключается только в сомножителях, зависящих от азимута  $\Theta$ ; последние задают некоторые дополнительные аргументы комплексных векторов Джонса. Такие сомножители не влияют на форму эллипсов поляризации, которые в этом случае вырождены в круг и формально не имеют определенного азимута. Дополнительный сомножитель не меняет и единичную длину вектора, но, строго говоря, он все же имеет смысл, поскольку определяет начальное положение конца вектора напряженности электрического поля волны на круговом годографе. Таким образом, из анализа выражений (4) можно видеть, что распространенное представление векторов циркулярных поляризаций (2) формально соответствует  $\varepsilon = \pi/4$  и  $\Theta = 0$ .

Допустим, что собственное состояние поляризации мало отличается от циркулярной поляризации; это характеризуется углом эллиптичности  $\varepsilon = \pi/4 - \delta$ , где отклонение  $\delta$  предполагается малым ( $\delta \ll 1$ ). Тогда в общей форме векторов Джонса (3) можно применить приближения для тригонометрических функций и при сохранении составляющих только первого порядка малости можно использовать приближенные равенства:

$$\sin\left(\frac{\pi}{4} - \delta\right) \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \delta), \quad \cos\left(\frac{\pi}{4} - \delta\right) \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \delta). \quad (5)$$

Если подставить выражения (5) в форму (3) и применить известные тригонометрические преобразования, то получим собственные векторы матрицы неидеального spun-волокна в следующем виде:

$$\mathbf{J}_1 = \frac{e^{-j\Theta}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 + \delta \cdot e^{j2\Theta} \\ j(1 - \delta \cdot e^{j2\Theta}) \end{bmatrix}, \mathbf{J}_2 = \frac{e^{j\Theta}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} j(1 - \delta \cdot e^{-j2\Theta}) \\ 1 + \delta \cdot e^{-j2\Theta} \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Состояния поляризации, описываемые векторами (6), с учетом малости  $\delta$ , являются эллиптическими, хотя и близкими к круговым. Здесь  $\Theta$  имеет уже понятный смысл – направление большой оси эллипса поляризации и может иметь произвольное значение в полном диапазоне изменения азимута  $[0; \pi]$ . Рассмотренные собственные состояния поляризации spun-волокна демонстрируются на рис. 1, где можно видеть смещение состояния поляризации вектора  $\mathbf{J}_1$  от идеализированного представления (от точки  $A$  к некоторой точке  $B$ ) на сфере Пуанкаре. Вектору  $\mathbf{J}_2$  соответствуют диаметрально противоположные точки сферы.

Для получения матрицы Джонса реального spun-волокна  $\mathbf{M}_{\text{SPUN}}$  можно предложить два пути. Первый – использовать общую форму матрицы фазовой анизотропии, выраженную через собственные числа  $\lambda_1, \lambda_2$  и собственные векторы [18, 19]:



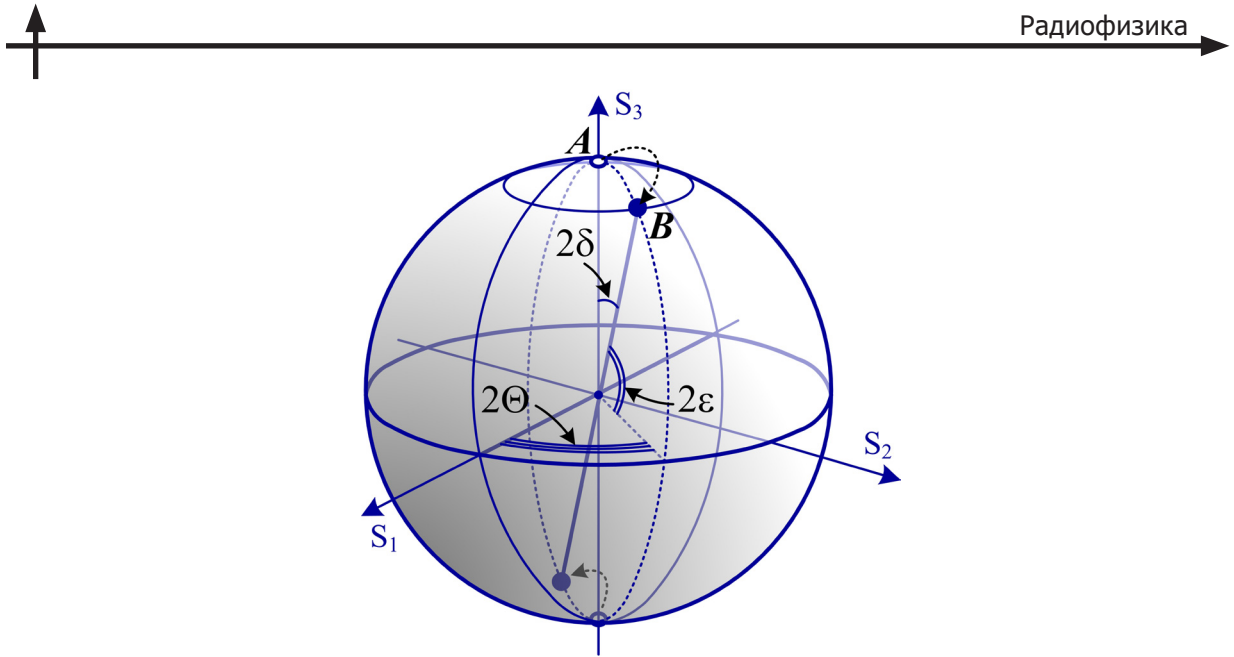


Рис. 1. Смещение точки собственного состояния поляризации *spun*-волокна на сфере Пуанкаре при учете его реальных характеристик:

точка *A* соответствует поляризации с вектором Джонса  $\mathbf{J}_1$  для случая идеализированного *spun*-волокна, точка *B* – для случая реального *spun*-волокна;  $\Theta$ ,  $\varepsilon$  – параметры азимута и угла эллиптичности;  $2\delta$  – угловое отклонение собственного состояния поляризации от точки циркулярного состояния поляризации

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\mathbf{j}_{1x}\mathbf{j}_{2y} - \mathbf{j}_{1y}\mathbf{j}_{2x}} \begin{bmatrix} \mathbf{j}_{1x}\mathbf{j}_{2y}\lambda_1 - \mathbf{j}_{2x}\mathbf{j}_{1y}\lambda_2 & -(\lambda_1 - \lambda_2)\mathbf{j}_{1x}\mathbf{j}_{2x} \\ (\lambda_1 - \lambda_2)\mathbf{j}_{1y}\mathbf{j}_{2y} & \mathbf{j}_{1x}\mathbf{j}_{2y}\lambda_2 - \mathbf{j}_{2x}\mathbf{j}_{1y}\lambda_1 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

где  $\mathbf{j}_{1x}$ ,  $\mathbf{j}_{1y}$  – компоненты вектора Джонса  $\mathbf{J}_1$ ;  $\mathbf{j}_{2x}$ ,  $\mathbf{j}_{2y}$  – компоненты вектора  $\mathbf{J}_2$ .

Если рассматривать специальную унитарную матрицу, которая описывает систему без потерь и имеет собственные значения  $\lambda_1 = e^{j\varphi/2}$  и  $\lambda_2 = e^{-j\varphi/2}$ , то из общей формы (7) получим:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\mathbf{j}_{1x}\mathbf{j}_{2y} - \mathbf{j}_{1y}\mathbf{j}_{2x}} \begin{bmatrix} \mathbf{j}_{1x}\mathbf{j}_{2y}e^{j\varphi/2} - \mathbf{j}_{2x}\mathbf{j}_{1y}e^{-j\varphi/2} & -j2\mathbf{j}_{1x}\mathbf{j}_{2x} \sin(\varphi/2) \\ j2\mathbf{j}_{1y}\mathbf{j}_{2y} \sin(\varphi/2) & \mathbf{j}_{1x}\mathbf{j}_{2y}e^{-j\varphi/2} - \mathbf{j}_{2x}\mathbf{j}_{1y}e^{j\varphi/2} \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Искомую матрицу реального *spun*-волокна  $\mathbf{M}_{\text{SPUN}}$ , которая имеет собственные векторы (6), можно получить, если подставить выражения (6) в форму (8).

Другой путь получения искомой матрицы  $\mathbf{M}_{\text{SPUN}}$  связан с использованием выражения для матрицы Джонса произвольной эллиптической фазовой пластинки:

$$\mathbf{M}_{\text{EPP}} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\varphi}{2} + j \cos 2\Theta \cdot \cos 2\varepsilon \cdot \sin \frac{\varphi}{2} & (\sin 2\varepsilon + j \sin 2\Theta \cdot \cos 2\varepsilon) \sin \frac{\varphi}{2} \\ -(\sin 2\varepsilon - j \sin 2\Theta \cdot \cos 2\varepsilon) \sin \frac{\varphi}{2} & \cos \frac{\varphi}{2} - j \cos 2\Theta \cdot \cos 2\varepsilon \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Выражение (9) было получено в работе [20] через подстановку в форму (8) выражений для ортогональных векторов Джонса, записанных в общей форме (3). Чтобы получить матрицу  $\mathbf{M}_{\text{SPUN}}$ , нужно в матрице (9) учесть  $\varepsilon = \pi/4 - \delta$  и использовать упрощения (5).

В обоих случаях в результате получим матрицу вида

$$\mathbf{M}_{\text{SPUN}} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\varphi}{2} + j2\delta \cos 2\Theta \cdot \sin \frac{\varphi}{2} & (1 + j2\delta \sin 2\Theta) \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \\ -(1 - j2\delta \sin 2\Theta) \cdot \sin \frac{\varphi}{2} & \cos \frac{\varphi}{2} - j2\delta \cos 2\Theta \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Следует обратить внимание, что определитель  $\Delta$  матрицы (10) выражается как

$$\Delta = 1 + 4\delta^2 \cdot \sin^2(\varphi/2)$$

и что он вещественный, но отличен от единицы.

Чтобы получить строгое соответствие нормальной унитарной матрице, можно ввести в выражение (10) множитель  $1/\Delta$ , но при практических расчетах целесообразно пренебречь поправкой второго порядка по малому параметру  $\delta$  и использовать матрицу (10) без дополнительных множителей.

Как было указано выше, для идеализированного представления волокна можно было бы выбрать не матрицу поворота  $\mathbf{M}_0$ , заданную формулой (1), а матрицу  $\mathbf{M}'_0 = \mathbf{M}_0^T$  (формально это можно обосновать заменой  $\varphi$  на  $-\varphi$ ), поворачивающую азимут поляризации против часовой стрелки. Оба варианта равноправны, поскольку задаются направлением вращения заготовки волокна при вытяжке. В этом случае правая циркулярная поляризация будет медленной модой матрицы, а левая – быстрой.

Выражения для собственных векторов  $\mathbf{J}'_1$  и  $\mathbf{J}'_2$  матрицы  $\mathbf{M}'_{\text{SPUN}}$  можно получить, если в форме (3) положить  $\varepsilon = -\pi/4 + \delta$ , поскольку вектор  $\mathbf{J}'_1$  близок к левой циркулярной поляризации. В результате получим следующие выражения:

$$\mathbf{J}'_1 = \frac{e^{j\Theta}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 + \delta \cdot e^{-j2\Theta} \\ j(\delta \cdot e^{j2\Theta} - 1) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{J}'_2 = \frac{e^{-j\Theta}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} j(\delta \cdot e^{j2\Theta} - 1) \\ 1 + \delta \cdot e^{j2\Theta} \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$$\mathbf{M}'_{\text{SPUN}} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\varphi}{2} + j2\delta \cos 2\Theta \cdot \sin \frac{\varphi}{2} & -(1 - j2\delta \sin 2\Theta) \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \\ (1 + j2\delta \sin 2\Theta) \cdot \sin \frac{\varphi}{2} & \cos \frac{\varphi}{2} - j2\delta \cos 2\Theta \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Из выражения (12) видно, что матрица  $\mathbf{M}'_{\text{SPUN}}$ , как и следовало ожидать, соответствует матрице, транспонированной к  $\mathbf{M}_{\text{SPUN}}$ , аналогично матрицам  $\mathbf{M}'_0$  и  $\mathbf{M}_0$  для идеализированного spun-волокна.

### Особенности применения матрицы Джонса реального spun-волокна при анализе и моделировании оптоволоконных схем

Представление матрицы Джонса реального spun-волокна можно использовать для анализа и моделирования систем, содержащих такие волокна. Как правило, подобный анализ нацелен на выяснение влияния неидеальности волокон и других поляризационных элементов на функционирование системы в целом. При этом модели, получаемые в рамках формализма Джонса, обычно содержат много параметров, характеризующих поляризационные рассогласования, которые надо варьировать при аналитических или численных расчетах. Поэтому полученное выражение (10), представляющее собой простой явный вид матрицы Джонса реального spun-волокна и учитывающее слабое отличие собственных поляризационных мод волокна от их идеализированного представления с помощью малого параметра  $\delta$ , является привлекательным для указанных расчетов.

Матрица (10) содержит три параметра:  $\delta$ ,  $\Theta$  и  $\varphi$ ; все они могут влиять на преобразование состояния поляризации при прохождении света через spun-волокно и, как результат, на формирование сигналов в оптической схеме. Поэтому при проведении анализа или численных расчетов надо определять, какие значения параметров использовать.

Малый параметр  $\delta$  задает количественную меру отклонения реального spun-волокна от идеализированного представления. Это отклонение может быть связано как с ограниченным значением отношения  $V_a/V_L$ , которое обеспечивают при создании волокна, так и с флуктуациями параметров, возникающими при изготовлении или укладке волокна. В результате конкретное значение  $\delta$  для реальных волокон бывает трудно предсказать. Наиболее целесообразный подход для проведения анализа – это определение некоторого предельного значения  $\delta_{\text{max}}$  для рассматриваемого волокна. Такое значение можно получить отдельным теоретическим рассмотрением конкретной структуры spun-волокна или



определить эмпирически. Далее в расчетах следует рассматривать влияние рассогласованной через варьирование параметра  $\delta$  в диапазоне от 0 до  $\delta_{\max}$ .

Азимут собственных состояний в некотором ориентационном базисе, который зависит от того, с какими элементами и как стыкуется s-pm-волокно, в общем случае приходится считать неизвестным, неконтролируемым и допускать любое возможное значение параметра  $\Theta$  в диапазоне от 0 до  $\pi$ .

Разность фаз поляризационных мод  $\varphi$ , формируемая при прохождении света через волокно, также оказывается фактически неизвестным и неконтролируемым параметром. Даже если ключевые параметры s-pm-волокна известны, то в случае s-pm-волокна высокого двулучепреломления достаточно большой длины (от единиц метров и более) разность фаз собственных мод трудно рассчитать или точно определить; с учетом же флуктуаций параметров и возможного существенного изменения температуры, значение  $\varphi$  фактически может оказаться произвольным в диапазоне от 0 до  $2\pi$ . Поэтому при анализе и расчетах его также следует варьировать в указанном диапазоне.

В части обсуждения разности фаз  $\varphi$  стоит сделать еще одно важное замечание. Уже отмечалось, что волокна s-pm-NiVi чаще всего применяют в волоконно-оптических датчиках как чувствительные элементы. Самым распространенным примером использования таких волокон служат волоконно-оптические датчики тока, где предполагается, что вследствие эффекта Фарадея, в s-pm-волокне, обмотанном вокруг проводника с током, изменяется разность фаз между двумя циркулярно-поляризованными ортогональными модами. Таким образом, при анализе подобных схем следует иметь в виду, что разность фаз  $\varphi$  должна содержать и компоненту, наведенную измеряемым воздействием. При этом невзаимная анизотропия, наведенная измеряемым магнитным полем как следствие эффекта Фарадея, является циркулярной. Если бы s-pm-волокно соответствовало идеализированному представлению и описывалось матрицей  $\mathbf{M}_0$  (или  $\mathbf{M}_0'$ ), то, очевидно, при моделировании разность фаз  $\varphi$  следовало бы задавать в виде

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi(t),$$

где  $\varphi_0$  — квазистационарная компонента разности фаз между циркулярно-поляризованными модами в волокне.

Величина  $\varphi_0$ , как указано выше, фактически может быть любой в диапазоне 0 —  $2\pi$ . Но поскольку реальное s-pm-волокно априори отличается от идеализированного представления и собственные моды такого волокна не строго циркулярны, задание разности фаз  $\varphi$  в виде вышеуказанной суммы будет приближенным. При аналитическом изучении и численном моделировании сигналов в измерительных схемах со s-pm-волокном такое приближение на практике может быть вполне приемлемым.

### Экспериментальная часть

Для анализа схем со s-pm-волокном на основе полученного вида матрицы Джонса необходимо оценить возможный диапазон значений основного параметра, характеризующего отклонение волокна от идеализированного представления — параметра  $\delta$ . Такую оценку можно сделать как на основе дополнительных исследований факторов анизотропии волокна, так и экспериментально. Далее представлены результаты экспериментов, позволяющих оценить параметр  $\delta$  для конкретного s-pm-волокна и наглядно дополняющих представленный выше анализ.

Для измерений мы использовали тот факт, что если при распространении через элемент с фазовой анизотропией (например, через анизотропное оптическое волокно) возбуждены две поляризационные моды, то при изменении разности фаз  $\varphi$  мод на  $2\pi$  эволюция состояния поляризации на выходе из элемента на сфере Пуанкаре образует окружность [17, 19]. Изменение  $\varphi$  приводит к вращению сферы вокруг оси, которая задается точками собственных состояний поляризации, а угловой радиус  $R$  окружности определяется соотношением амплитуд поляризационных мод. Поэтому экспериментальное формирование и регистрация такой эволюции, а также последующий ее анализ с определением параметров  $\Theta_0$  и  $\varepsilon_0$  центра малой окружности сферы позволяет измерять собственные состояния поляризации элемента. На рис. 2, *a, b* поясняется данный подход и приводится схема экспериментальной установки для его реализации.



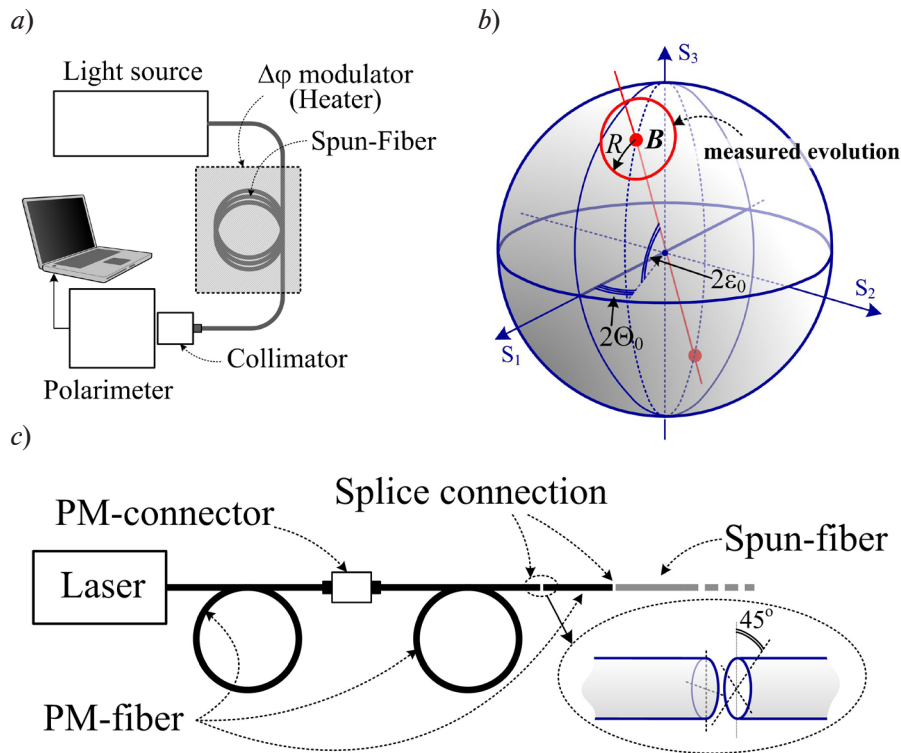


Рис. 2. Схема эксперимента (a) и ее уточняющий фрагмент (c), который показывает прохождение света к входу в тестируемое spun-волокно, а также эволюция состояния поляризации на сфере Пуанкаре, регистрируемая при измерениях (b)

Ключевым вопросом, определяющим возможность корректной реализации указанного подхода к измерению собственных состояний поляризации волокна, является метод организации изменения разности фаз  $\varphi$ . Мы использовали для такого изменения нагрев волокна. В отличие от других воздействий, меняющих оптическую длину волокна, таких как продольное натяжение, нагрев в меньшей степени влияет на внутреннюю структуру волокна, определяющую его анизотропию. Кроме того, этот способ может быть использован при относительно большой длине волокна.

Тем не менее, использованный подход к измерениям имеет свои особенности.

Во-первых, нагрев волокна все-таки может приводить не только к изменению разности фаз  $\varphi$ . Изменение температуры, вследствие различных механизмов, может менять соотношение линейной и круговой анизотропии и преобразовывать характер собственных мод. Это должно приводить к более сложной эволюции состояния поляризации на выходе волокна, поскольку точка на сфере Пуанкаре будет двигаться по окружности в условиях изменения как центра окружности, так и ее радиуса. Последнее связано с тем, что если меняются собственные состояния поляризации волокна, то при учете фиксированных параметров излучения источника, будет меняться и соотношение возбуждаемых поляризационных мод. Однако процесс изменения параметра  $\varphi$  с повышением температуры волокна должен происходить быстрее, чем изменение угловых параметров собственных мод. Мы полагаем, что если при измерениях наблюдается фрагмент эволюции состояния поляризации, хорошо соответствующий малому кругу сферы Пуанкаре, то это позволяет судить и о соответствующих этому фрагменту значениях  $\varepsilon_0$  и  $\Theta_0$  собственных состояний поляризации волокна. В результате проведения эксперимента наши измерения могут показать не только параметры собственных мод реального волокна, но и обнаружить их флуктуации при изменении внешних условий.

Во-вторых, азимут регистрируемых поляриметром точек определяется положением оси поляриметра, которая устанавливается фактически произвольно относительно торца волокна. Поэтому абсолютное значение измеренного азимута  $\Theta_0$  поляризационной моды не будет информативным (для второй моды азимут будет смещен на  $\pi/2$ ). Однако при анализе



spun-волокна, как рассмотрено выше, отклонение волокна от идеализированного представления характеризуется не азимутом, а параметром неидеальности  $\delta$ , который связан только с тем, насколько угол эллиптичности поляризационной моды  $\epsilon_0$  отличается от  $\pi/4$ . При этом все же если в процессе измерений значение  $\Theta_0$  будет изменяться, то эти изменения действительно будут характеризовать изменения собственных поляризационных мод.

В экспериментах использовалось spun-волокно производства компании Fibercore (модель SHB1500(8.9/125)), длина тестируемого отрезка составляла 80 м, волокно было намотано на стандартную катушку диаметром 16 см. Структурная схема источника излучения, к которому подсоединялось тестируемое волокно, представлена на рис. 2,с. Использовался DFB-лазер от компании Optilab (модель DFB 1550 PM-20, длина волны 1550 нм, выходная мощность 9,5 мВт), который имел волоконный вывод (PM-волокно с разъемом APC-типа). Далее к выводу лазера через разъемное соединение был подключен отрезок PM-волокна типа Vow-Tie производства компании Fibercore (модель HB1250, длина биений поляризационных мод – 3,28 мм). В конце подводящего волокна была сформирована короткая волоконная секция (длиной примерно 0,82 мм), повернутая на  $45^\circ$  относительно осей основного отрезка, и далее уже было приварено spun-волокно. Данная секция выполняла роль четвертьволновой фазовой пластики.

При прохождении линейно-поляризованного излучения от выхода лазера через подводящее PM-волокно и четвертьволновую пластинку, повернутую на  $45^\circ$ , должно сформироваться циркулярно-поляризованное излучение, и в идеализированном представлении spun-волокна в нем должна возбуждаться одна поляризационная мода. Но поскольку реальное spun-волокно имеет поляризационные моды, отличные от циркулярных, и сформированная волоконная фазовая пластинка не является идеальной четвертьволновой, в тестируемом волокне возбуждались фактически две поляризационные моды в неравном соотношении амплитуд. Это как раз и соответствовало условиям, которые требовались для проведения измерений: обеспечивалась возможность непосредственно контролировать соответствие фрагментов эволюции состояния поляризации круговым траекториям на сфере Пуанкаре и измерять параметры поляризационных мод волокна.

Состояние поляризации регистрировалось поляриметром PAX1000IR2 компании Thorlabs (США), который позволял измерять азимут и угол эллиптичности состояния поляризации с точностью  $0,25^\circ$ . Для подключения волокна к поляриметру использовался коллиматор.

В ходе эксперимента тестируемое волокно медленно (за 50 мин) нагревалось на  $40^\circ\text{C}$ . Эволюция регистрируемого состояния поляризации излучения на выходе волокна, вызванная нагревом, показана на рис. 3,а. Видно, что при нагреве траектория движения точки выходного состояния поляризации на сфере Пуанкаре образует много витков, охватывающих полюс сферы. Радиус витков заметно меняется, а их форма не всегда соответствует окружностям, что вполне объяснимо причинами, указанными выше.

Тем не менее, многие витки в траектории движения состояния поляризации хорошо соответствуют окружностям. Такие фрагменты иллюстрируют ситуацию, когда при стабильных собственных состояниях поляризации волокна происходит изменение разности фаз  $\phi$ . Для примера на рис. 3,б показаны три фрагмента наблюдаемой эволюции состояния поляризации на выходе spun-волокна, которые хорошо согласуются с окружностями на сфере. Это видно по соответствию между точками, измеренными поляриметром, и окружностями на сфере, аппроксимирующими эти точки. Такие фрагменты позволяют определять параметры собственных поляризационных мод на данном участке траектории. В таблице приведены значения параметров окружностей для трех фрагментов, показанных на рис. 3,б.

Дополнительно измеренная эволюция состояния поляризации позволяет оценить усредненную нормированную чувствительность к температуре разности фаз  $\phi$  поляризационных мод. Эта чувствительность составила примерно  $0,02 \text{ рад}/(\text{м}\cdot^\circ\text{C})$ .

Изменение значения  $R$  (см. таблицу) означает, что при изменении параметров собственных состояний поляризации меняется и соотношение их возбуждения излучением на входе волокна. Из примеров с тремя фрагментами зафиксированной траектории на сфере Пуанкаре видно, что наиболее существенно меняется азимут  $\Theta_0$  поляризационного эллипса собственных мод (почти на  $20^\circ$ ). При этом угол эллиптичности  $\epsilon_0$ , характеризующий

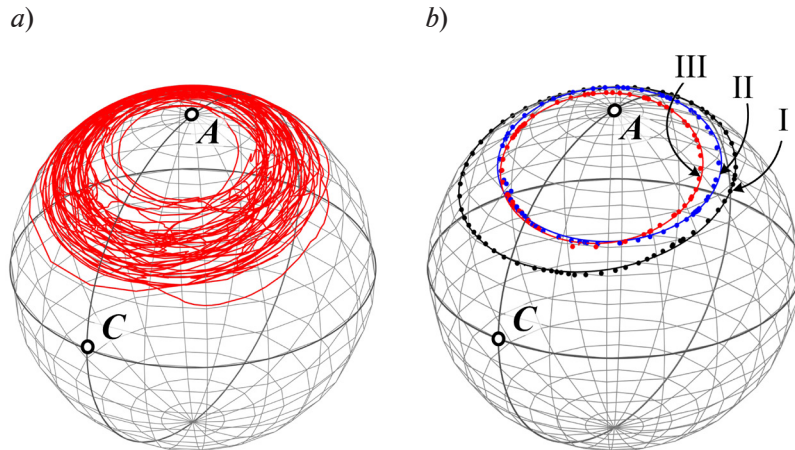


Рис. 3. Полная эволюция состояния поляризации (a) и фрагменты эволюции I, II и III (b) на выходе из *spun*-волокна, изображенные на сферах Пуанкаре.

Сплошными линиями показана аппроксимация точек фрагментов окружностями на сфере. Точки A и C соответствуют правой круговой ( $\varepsilon = 45^\circ$ ) и линейной вдоль оси X ( $\Theta = \varepsilon = 0$ ) поляризациям, соответственно

Таблица

**Параметры окружностей, аппроксимирующих измеренные точки фрагментов эволюции состояния поляризации на сфере Пуанкаре (см. рис. 3, b)**

Угловой параметр	Значение параметра, град, для фрагмента		
	I	II	III
Радиус $R$	48,4	36,9	32,8
Азимут $\Theta_0$	2,9	15,7	12,5
Угол эллиптичности $\varepsilon_0$	37,6	37,3	35,2

отличие волокна от идеализированного случая, меняется существенно меньше. Если пересчитать величину  $\varepsilon_0$  в параметр  $\delta$ , то, согласно данным таблицы, среднее значение  $\delta$  составляет примерно  $8,3^\circ$ , а разность между максимальным и минимальным значениями –  $2,4^\circ$ .

Таким образом, результаты измерений показывают, что для тестируемого волокна можно сделать вполне определенные оценки для основного параметра ( $\delta$ ), характеризующего его неидеальность и необходимого для анализа оптических схем с использованием полученной матрицы Джонса *spun*-волокна.

**Заключение**

В рамках модели фазовой анизотропии получено выражение для матрицы Джонса реального *spun*-волокна. Выражение учитывает слабое отклонение свойств волокна от идеализированного случая с собственными состояниями поляризации в виде правой и левой круговых поляризаций. Для этого используется малый параметр  $\delta$ , учитывающий отклонение угла эллиптичности собственного состояния поляризации от  $\pi/4$ . Полученное выражение можно использовать для описания и анализа оптических схем, содержащих волокна *spun*-типа, на основе формализма Джонса.

Результаты предложенных и проведенных экспериментов по измерению параметров собственных состояний поляризации волокна иллюстрируют отклонение реального *spun*-волокна от идеализированного представления и показывают отличие собственных состояний поляризации от круговых. При этом для использованной модели волокна измерения позволили оценить значение параметра неидеальности  $\delta$  в диапазоне примерно  $7^\circ - 10^\circ$ .



### Вариативность представления состояния поляризации в формализме Джонса

Хотя представление поляризованных волн считается давно устоявшимся и формализм Джонса широко применяется, чтобы описывать преобразования состояния поляризации, к сожалению, в научной литературе есть разночтения по некоторым деталям такого описания. В целом, выбор тех или иных используемых вариантов не влияет на получение правильного результата. Однако, учитывая важность этих особенностей для материала данной статьи, целесообразно пояснить некоторые моменты используемых нами подходов, чтобы избежать путаницы и возможных вопросов.

*Первый аспект*, по которому в литературе можно видеть разночтения, – это учет фаз при записи векторов Джонса и соответствие медленной и быстрой собственных поляризационных мод собственным числам матрицы Джонса.

Рассмотрим собственные поляризационные моды некоторого оптического элемента с фазовой анизотропией. Пусть для первой моды  $X$ -компонента поля на входе оптического элемента имеет вид

$$E_x^{\text{in}} = A_1 \cos(\omega t + \varphi_0),$$

где  $\omega$ ,  $\varphi_0$  – круговая частота и начальная фаза колебания.

$Y$ -компонента с начальной фазой, смещенной на  $\delta\varphi$ , имеет вид

$$E_y^{\text{in}} = A_2 \cos(\omega t + \varphi_0 + \delta\varphi).$$

Тогда собственные векторы Джонса  $\mathbf{J}_1^{\text{in}}$  и  $\mathbf{J}_2^{\text{in}}$  (в декартовом базисе) запишутся следующим образом:

$$\mathbf{J}_1^{\text{in}} = \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 e^{j\delta\varphi} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{J}_2^{\text{in}} = \begin{bmatrix} -A_2 e^{-j\delta\varphi} \\ A_1 \end{bmatrix}. \quad (\text{П1})$$

При этом второй вектор представлен так, чтобы он был ортогонален первому.

Векторы Джонса могут также включать общий множитель  $\exp(j\varphi_0)$ , однако его обычно опускают, поскольку он не влияет на форму и ориентацию поляризационного эллипса. В такой записи компоненты вектора содержат комплексные амплитуды, аргументы которых задаются как начальные фазы. При этом для вектора  $\mathbf{J}_1^{\text{in}}$  в предположении  $\delta\varphi > 0$  получается, что  $X$ -компонента вектора запаздывает относительно  $Y$ -компоненты.

При прохождении через оптический элемент с фазовой анизотропией в случае, когда поляризационно-независимые потери пренебрежимо малы, собственные моды приобретают только фазовую задержку, причем различную. Первая и вторая моды приобретают соответственно фазовые задержки  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ :

$$\Phi_1 = n_1 L / \lambda, \quad \Phi_2 = n_2 L / \lambda,$$

где  $L$  – геометрическая длина пути волн в оптическом элементе;  $\lambda$  – длина волны света;  $n_1$ ,  $n_2$  – эффективные показатели преломления для собственных поляризационных мод.

Если ввести средний показатель преломления  $n$  и разность  $\Delta n$  вида

$$n = (n_1 + n_2) / 2, \quad \Delta n = n_2 - n_1$$

( $\Delta n$  характеризует анизотропию элемента), то можно записать фазовые задержки в виде

$$\Phi_1 = \Phi - \varphi / 2, \quad \Phi_2 = \Phi + \varphi / 2,$$

где  $\Phi = nL / \lambda$ ,  $\varphi = \Delta n L / \lambda$ .

Значение  $\varphi$  будет положительным, если  $\Delta n > 0$ . В таком случае первая мода распространяется быстрее и имеет меньшую фазовую задержку, а вторая распространяется медленнее и приобретает большую фазовую задержку. Поэтому при  $\varphi > 0$  первую и вторую моды логично называть «быстрой» и «медленной», соответственно.

С учетом введенных выше декартовых компонент первой моды на входе оптического элемента, на выходе их можно записать в виде

$$E_x^{\text{out}} = A_1 \cos[\omega t + \varphi_0 - (\Phi - \varphi/2)],$$

$$E_y^{\text{out}} = A_2 \cos[\omega t + \varphi_0 + \delta\varphi - (\Phi - \varphi/2)].$$

Аналогично компоненты второй моды на выходе оптического элемента получаются добавлением слагаемых  $-(\Phi + \varphi/2)$  к фазе компонент на входе.

Нетрудно убедиться, что если векторы Джонса учитывают начальные фазы осцилляций поля, то связь входных ( $\mathbf{J}_1^{\text{in}}, \mathbf{J}_2^{\text{in}}$ ) и выходных ( $\mathbf{J}_1^{\text{out}}, \mathbf{J}_2^{\text{out}}$ ) векторов собственных мод должна иметь следующий вид:

$$\mathbf{J}_1^{\text{out}} = e^{-j\Phi} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{J}_1^{\text{in}} = e^{-j\Phi} \cdot e^{j\varphi/2} \cdot \mathbf{J}_1^{\text{in}};$$

$$\mathbf{J}_2^{\text{out}} = e^{-j\Phi} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{J}_2^{\text{in}} = e^{-j\Phi} \cdot e^{-j\varphi/2} \cdot \mathbf{J}_2^{\text{in}}. \quad (\text{П2})$$

В формулах (П2) введена матрица Джонса  $\mathbf{M}$  оптического элемента, которая не учитывает средний набег фазы и представляет собой специальную унитарную матрицу с собственными числами

$$\lambda_1 = e^{j\varphi/2}, \lambda_2 = e^{-j\varphi/2}.$$

Из приведенных рассуждений ясно, что если  $\varphi > 0$ , то векторы с собственными числами  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  относятся соответственно к быстрой и медленной модам анизотропного элемента.

Описанный вариант представления фаз в векторах и матрицах Джонса широко распространен в учебниках, монографиях и статьях [16, 17, 21]. Однако в литературе можно встретить и альтернативный подход записи фаз в векторах и матрицах Джонса [19]. В его основе фактически лежит представление гармонической волны, распространяющейся вдоль оси  $z$  с волновым числом  $k$ , через функцию  $\cos(\omega t - kz)$ . Тогда сдвиг фазы волны относительно нулевой начальной фазы можно интерпретировать как фазовую задержку вследствие запаздывания из-за прохождения некоторого пути. При этом в записи векторов и матриц Джонса учитываются не начальные фазы, а фазовые задержки, т. е. отрицательные изменения начальных фаз учитываются как положительные задержки и наоборот.

В таком представлении те же  $E_x^{\text{in}}$  и  $E_y^{\text{in}}$  можно записать как

$$E_x^{\text{in}} = A_1 \cos[\omega t - (-\varphi_0)], \quad E_y^{\text{in}} = A_2 \cos[\omega t - (-\varphi_0 - \delta\varphi)],$$

где в круглых скобках теперь указаны фазовые задержки.

При этом векторы  $\mathbf{J}_1^{\text{in}}$  и  $\mathbf{J}_2^{\text{in}}$  будут уже записаны в виде

$$\mathbf{J}_1^{\text{in}} = \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 e^{-j\delta\varphi} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{J}_2^{\text{in}} = \begin{bmatrix} -A_2 e^{j\delta\varphi} \\ A_1 \end{bmatrix}. \quad (\text{П3})$$

Если же необходимо учесть фазу  $\varphi_0$ , то в запись (П3) нужно ввести общий фазовый множитель  $\exp(-j\varphi_0)$ . Компоненты  $E_x^{\text{out}}$  и  $E_y^{\text{out}}$  также не меняются, но выходные векторы теперь будут представлены в виде

$$\mathbf{J}_1^{\text{out}} = e^{j\Phi} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{J}_1^{\text{in}} = e^{j\Phi} \cdot e^{-j\varphi/2} \cdot \mathbf{J}_1^{\text{in}};$$

$$\mathbf{J}_2^{\text{out}} = e^{j\Phi} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{J}_2^{\text{in}} = e^{j\Phi} \cdot e^{j\varphi/2} \cdot \mathbf{J}_2^{\text{in}}. \quad (\text{П4})$$

Здесь оптический элемент с фазовой анизотропией также представлен специальной унитарной матрицей  $\mathbf{M}$  с такими же собственными числами  $e^{j\varphi/2}$  и  $e^{-j\varphi/2}$ . Однако в этом представлении вектор с собственным числом  $\lambda_1 = e^{j\varphi/2}$  соответствует медленной моде, а вектор с собственным числом  $\lambda_2 = e^{-j\varphi/2}$  — быстрой (при  $\varphi > 0$ ).

В данной статье мы придерживаемся первого варианта представления векторов Джонса, когда в них учитываются начальные фазы декартовых компонент, а не фазовые задержки.

*Второй аспект*, по которому существуют разночтения в литературе, это определение поляризованных волн с правым и левым направлениями вращения вектора напряженности электрического поля.





В большей части учебников и монографий [16, 22, 23] правополяризованной называют волну, у которой вектор напряженности электрического поля вращается по часовой стрелке, если смотреть навстречу направлению распространения волны. Соответственно, левополяризованная волна имеет вращение вектора напряженности электрического поля против часовой стрелки. В данной статье мы придерживаемся именно такого определения. Однако в литературе можно встретить противоположный вариант определения право- и левополяризованных волн [21].

*Третий аспект*, важный для данной статьи, – это вид записи векторов Джонса для правой и левой круговых поляризаций.

В соответствии с определением право- и левополяризованных волн, которого мы придерживаемся, нетрудно убедиться в следующем. Для правой круговой поляризации компонента  $E_x$  запаздывает относительно компоненты  $E_y$  на  $\pi/2$ . Например, при  $E_x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$  для правой круговой поляризации следует  $E_y = -A \sin(\omega t + \varphi_0)$ . Следовательно, начальная фаза  $Y$ -компоненты дополнительно увеличена на  $\pi/2$ . Для левой круговой поляризации, наоборот, компонента  $E_y$  запаздывает относительно компоненты  $E_x$ . Поэтому с учетом всех принятых нами условий векторы Джонса для правой и левой круговых поляризаций будут описываться векторами (2).

Тем не менее, важно отметить, что сопоставление векторов Джонса (2) с правой и левой круговыми поляризациями некоторыми исследователями в имеющейся литературе может быть противоположным, ввиду различий принятых договоренностей по правилам записи фаз в векторах и матрицах Джонса, а также определений право- и левополяризованного излучения. Так, в работе [21] использование альтернативного варианта векторов связано с альтернативным определением названий направления вращения, а в работе [19] это связано с альтернативным вариантом представления векторов Джонса с использованием фазовых задержек.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liu Y., Song H. Theoretical analysis on polarization characteristics of spun birefringent optical fiber based on an analytical Jones matrix model // *Optik*. 2021. Vol. 228. February. P. 166179.
2. Barlow A. J., Ramskov-Hansen J. J., Payne D. N. Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers // *Applied Optics*. 1981. Vol. 20. No. 17. Pp. 2962–2968.
3. Payne D. N., Barlow A. J., Ramskov-Hansen J. J. Development of low- and high-birefringence optical fibers // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1982. Vol. 30. No. 4. Pp. 323–334.
4. Polynkin P., Blake J. Polarization evolution in bent spun fiber // *Journal of Lightwave Technology*. 2005. Vol. 23. No. 11. Pp. 3815–3820.
5. Fedotov A., Ustimchik V., Rissanen J., Kolosovskii A., Voloshin V., Vorob'ev I., Gumenyuk R., Chamorovskiy Y., Filippov V. Active tapered double-clad fiber with low birefringence // *Optics Express*. 2021. Vol. 29. No. 11. Pp. 16506–16519.
6. Fedotov A., Ustimchik V., Rissanen J., Noronen T., Gumenyuk R., Kolosovskii A., Voloshin V., Vorob'ev I., Chamorovskii Y., Filippov V. Large mode area double-clad ytterbium-doped spun tapered fiber // *Journal of the Optical Society of America*. B. 2021. Vol. 38. No. 12. Pp. F161–F169.
7. Laming R. I., Payne D. N. Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers // *Journal of Lightwave Technology*. 1989. Vol. 7. No. 12. Pp. 2084–2094.
8. Губин В. П., Исаев В. А., Моршнев С. К., Сазонов А. И., Старостин Н. И., Чаморовский Ю. К., Усов А. И. Использование волоконных световодов типа Spun в датчиках тока // *Квантовая электроника*. 2006. Т. 36. № 3. С. 287–291.
9. Müller G. M., Frank A., Yang L., Gu X., Bohnert K. Temperature compensation of interferometric and polarimetric fiber-optic current sensors with spun highly birefringent fiber // *Journal of Lightwave Technology*. 2019. Vol. 37. No. 18. Pp. 4507–4513.
10. Пржиялковский Я. В., Губин В. П., Старостин Н. И., Моршнев С. К., Сазонов А. И. Регистрация импульсов электрического тока волоконно-оптическим датчиком с использованием spun-световодов // *Квантовая электроника*. 2018. Т. 48. № 1. С. 62–69.

11. **Temkina V., Medvedev A., Mayzel A.** Research on the methods and algorithms improving the measurements precision and market competitive advantages of fiber optic current sensors // *Sensors*. 2020. Vol. 20. No. 21. P. 5995.
12. **Peng N., Huang Y., Wang S., Wen T., Liu W., Zuo Q., Wang L.** Fiber optic current sensor based on special spun highly birefringent fiber // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2013. Vol. 25. No. 17. Pp. 1668–1671.
13. **Wang Y., Xu C.-Q., Izraelian V.** Characterization of spun fibers with millimeter spin periods // *Optics Express*. 2005. Vol. 13. No. 10. Pp. 3841–3851.
14. **Hu H., Huang J., Huang Y, Xia L., Yu J.** Modeling of the birefringence in spun fiber // *Optics Communications*. 2020. Vol. 473. 15 October. P. 125919.
15. **Yao P., Chen X., Hao P., Xiao H., Ding Z., Liu T., Yao X. S.** Introduction and measurement of the effective Verdet constant of spun optical fibers // *Optics Express*. 2021. Vol. 29. No. 15. Pp. 23315–23330.
16. **Аззам Р., Башара Н.** Эллипсометрия и поляризованный свет. Пер. с англ. М.: Мир, 1981. 584 с.
17. **Collett E.** Polarized light in fiber optics. Bellingham, Washington, USA: SPIE Press, 2003. 540 p.
18. **Ищенко Е. Ф., Соколов А. Л.** Поляризация оптика. 3-е изд., испр. и доп. М.: Физматлит, 2019. 576 с.
19. **Huard S.** Polarization of light. Chichester, UK: John Wiley & Sons, Inc., 1997. 352 p.
20. **Темкина В. С., Лиокумович Л. Б., Арчелков А. Б., Бучилко И. Р., Медведев А. В., Петров А. В.** Описание волоконных световодов с линейным двулучепреломлением при анализе практических оптоволоконных схем методом векторов и матриц Джонса // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки*. 2023. Т. 16. № 3. С. 95–114.
21. **Ярив А., Юх П.** Оптические волны в кристаллах. Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 616 с.
22. **Джеррард А., Бёрч Дж. М.** Введение в матричную оптику. Пер. с англ. М.: Мир, 1978. 344 с.
23. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. Пер. с англ. М.: Наука, 1973. 720 с.

## REFERENCES

1. **Liu Y., Song H.,** Theoretical analysis on polarization characteristics of spun birefringent optical fiber based on an analytical Jones matrix model, *Optik*. 228 (Febr) (2021) 166179.
2. **Barlow A. J., Ramskov-Hansen J. J., Payne D. N.,** Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers, *Appl. Opt.* 20 (17) (1981) 2962–2968.
3. **Payne D. N., Barlow A. J., Ramskov-Hansen J. J.,** Development of low- and high-birefringence optical fibers, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 30 (4) (1982) 323–334.
4. **Polynkin P., Blake J.,** Polarization evolution in bent spun fiber, *J. Light. Technol.* 23 (11) (2005) 3815–3820.
5. **Fedotov A., Ustimchik V., Rissanen J., et al.,** Active tapered double-clad fiber with low birefringence, *Opt. Express*. 29 (11) (2021) 16506–16519.
6. **Fedotov A., Ustimchik V., Rissanen J., et al.,** Large mode area double-clad ytterbium-doped spun tapered fiber, *J. Opt. Soc. Am. B*. 38 (12) (2021) F161–F169.
7. **Laming R. I., Payne D. N.,** Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers, *J. of Lightwave Technology*. 7 (12) (1989) 2084–2094.
8. **Gubin V. P., Isaev V. A., Morshnev S. K., et al.,** Use of Spun optical fibres in current sensors, *Quantum Electron.* 36 (3) (2006) 287–291.
9. **Müller G. M., Frank A., Yang L., et al.,** Temperature compensation of interferometric and polarimetric fiber-optic current sensors with spun highly birefringent fiber, *J. Light. Technol.* 37 (18) (2019) 4507–4513.
10. **Przhiyalkovsky Ya. V., Gubin V. P., Starostin N. I., et al.,** Detection of electric current pulses by a fibre-optic sensor using spun fibre, *Quantum Electron.* 48 (1) (2018) 62–69.
11. **Temkina V., Medvedev A., Mayzel A.,** Research on the methods and algorithms improving the measurements precision and market competitive advantages of fiber optic current sensors, *Sensors*. 20 (21) (2020) 5995.



12. Peng N., Huang Y., Wang S., et al., Fiber optic current sensor based on special spun highly birefringent fiber, IEEE Photon. Technol. Lett. 25 (17) (2013) 1668–1671.
13. Wang Y., Xu C.-Q., Izraelian V., Characterization of spun fibers with millimeter spin periods, Opt. Express. 13 (10) (2005) 3841–3851.
14. Hu H., Huang J., Huang Y., et al., Modeling of the birefringence in spun fiber, Opt. Commun. 473 (15 Oct) (2020) 125919.
15. Yao P., Chen X., Hao P., et al., Introduction and measurement of the effective Verdet constant of spun optical fibers, Opt. Express. 29 (15) (2021) 23315–23330.
16. Azzam R. M. A., Bashara N. M., Ellipsometry and polarized light, Third ed., North Holland Publishing Company, Amsterdam, Netherlands, 1999.
17. Collett E., Polarized light in fiber optics, SPIE Press, Bellingham, Washington, USA, 2003.
18. Ishchenko E. F., Sokolov A. L., Polyarizatsionnaya optika [Polarization optics], Third Ed., Fizmatlit Publishing, Moscow, 2019 (in Russian).
19. Huard S., Polarization of light, John Wiley & Sons, Inc., Chichester, UK, 1997.
20. Temkina V. S., Liokumovich L. B., Archelkov A. B., et al., Description of polarization-maintaining fibers in analyzing the practical fiber-optic circuits using the Jones formalism, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 16 (3) (2023) 95–114 (in Russian).
21. Yariv A., Yeh P., Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation, John Wiley & Sons, Inc., New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1984.
22. Gerrard A., Burch J. M., Introduction to matrix methods in optics, Dover Publications, Inc., New York, USA, 2012.
23. Born M., Wolf E., Principles of optics, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 2019.

#### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**ТЕМКИНА Валентина Сергеевна** – ассистентка Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
temkina\_vs@spbstu.ru  
ORCID: 0000-0003-2083-8989

**ЛИОКУМОВИЧ Леонид Борисович** – доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
leonid@spbstu.ru  
ORCID: 0000-0001-5988-1429

**АРЧЕЛКОВ Арсений Борисович** – студент Института электроники и телекоммуникаций Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
arsarch11@gmail.com  
ORCID: 0009-0007-4713-1293

**МЕДВЕДЕВ Андрей Викторович** – кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
medvedev@rphf.spbstu.ru  
ORCID: 0000-0001-7083-9184

**КОЗЛОВ Артемий Сергеевич** – инженер Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
kozlov\_as@spbstu.ru  
ORCID: 0000-0002-1722-1964

**ГРЕШНЕВИКОВ Константин Владимирович** – кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
kgreshnevikov@yandex.ru  
ORCID: 0000-0002-6154-2538

## THE AUTHORS

### **ТЕМКИНА Valentina S.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*  
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia  
temkina\_vs@spbstu.ru  
ORCID: 0000-0003-2083-8989

### **ЛЮКУМОВИЧ Leonid B.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*  
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia  
leonid@spbstu.ru  
ORCID: 0000-0001-5988-1429

### **АРЧЕЛКОВ Arseniy B.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*  
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia  
arsarch11@gmail.com  
ORCID: 0009-0007-4713-1293

### **МЕДВЕДЕВ Andrei V.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*  
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia  
medvedev@rphf.spbstu.ru  
ORCID: 0000-0001-7083-9184

### **КОЗЛОВ Artemy S.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*  
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia  
kozlov\_as@spbstu.ru  
ORCID: 0000-0002-1722-1964

### **ГРЕШНЕВИКОВ Konstantin V.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*  
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia  
kgreshnevikov@yandex.ru  
ORCID: 0000-0002-6154-2538

*Статья поступила в редакцию 29.09.2023. Одобрена после рецензирования 09.11.2023. Принята 09.11.2023.*

*Received 29.09.2023. Approved after reviewing 09.11.2023. Accepted 09.11.2023.*