

Распространение широкополосного оптического излучения в s-pm-волокне с высоким двулучепреломлением

Я.В.Пржиялковский, С.К.Моршнев, Н.И.Старостин, В.П.Губин

Исследована эволюция состояния поляризации широкополосного оптического излучения при распространении в s-pm-волокне с высоким двулучепреломлением. Разработана теоретическая модель, описывающая состояние поляризации излучения в s-pm-волокне в зависимости от параметров поляризации на входе. Модель основана на геометрическом анализе распределения поляризационных состояний спектральных компонент излучения на сфере Пуанкаре. Показано, что при превышении излучением определенной длины распространения в световоде (длины когерентности) усредненное по спектру поляризационное состояние светового излучения на выходе определяется только параметрами s-pm-волокна, а степень поляризации выходного излучения зависит от состояния входной поляризации.

Ключевые слова: оптическое волокно, s-pm-волокно, поляризация излучения.

1. Введение

Оптическое s-pm-волокно было предложено в 1989 г. [1] в качестве чувствительного элемента для датчика электрического тока и магнитного поля на основе магнитооптического эффекта Фарадея [2–4]. S-pm-волокно изготавливается вытяжкой из вращающейся заготовки с сильным встроенным линейным двулучепреломлением (ДЛП). Благодаря спиральной структуре осей встроенного линейного ДЛП [5] в s-pm-волокне достигается компромисс между высокой магнитооптической чувствительностью и ее устойчивостью к деформациям волокна, в частности к изгибам [1, 5–7]. Теоретический анализ показывает, что для подавления влияния на чувствительность s-pm-волокна линейного ДЛП, наведенного изгибом, требуется почти в 30 раз большее встроенное линейное ДЛП спиральной структуры [5]. Так, для работы с контурами диаметром менее 5 мм требуемые длины биений встроенного ДЛП становятся порядка 1 мм и меньше [6]. Такие параметры могут обеспечить микроструктурные s-pm-волокна [8–10]. Однако шаг спиральной структуры, требуемый для подавления уже встроенного линейного ДЛП, чтобы наблюдать эффект Фарадея, обычно технологически ограничен снизу на уровне 2–3 мм. При таких условиях поляризационные состояния (ПС) света, распространяющегося вдоль s-pm-волокна, могут эволюционировать через состояния с эллиптичностью, весьма далекой от циркулярного ПС [8].

Отсюда возникает ряд проблем при использовании микроструктурных s-pm-волокон во взаимном отражающем интерферометре [2] датчика тока. Одна из них – это снижение информационной компоненты света при от-

ражении от зеркала интерферометра, поскольку эллиптическое ПС при отражении не преобразуется в ортогональное эллиптическое состояние (как, например, циркулярное). Вследствие этого уменьшается контраст (видность интерференционной картины) интерферометра [8], что приводит к уменьшению динамического диапазона датчика тока.

Известно, что для повышения точности измерения тока с использованием отражающего интерферометра (см., напр., [1]) необходимо применять сравнительно широкополосные источники оптического излучения. Так, в области 1.55 мкм ширина спектра источников составляет 20–25 нм, поэтому при изучении факторов, влияющих на контраст, важно учитывать немонахроматичность излучения источника. Однако к настоящему моменту в литературе детально рассмотрена эволюция ПС в s-pm-волокнах для монахроматического излучения [5, 7, 11], а влияние ширины спектра излучения учитывается, как правило, феноменологически. Следует отметить работу [12], в которой разработана теория связи ортогональных поляризационных мод оптического излучения на случайных кручениях в сохраняющем линейную поляризацию волоконном световоде. В принципе, эта теория снимает ограничения на параметры волокна и спектральные характеристики источника при численном расчете эволюции ПС света в волокне большой длины, но анализ s-pm-световода с использованием этой теории не проводился.

Другая задача, требующая детального изучения, – исследование деполяризации широкополосного света в s-pm-волокне достаточно большой длины и ее зависимости от входной поляризации. Проведенное в [13] исследование деполяризации линейно поляризованного света в s-pm-волокне показало, что остаточная поляризация света на выходе длинного отрезка волокна не зависит от входной поляризации, однако детали этого процесса изучены недостаточно.

Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование эволюции усредненного по спектру ПС широкополосного света при его распространении в s-pm-волокне с сильным встроенным ДЛП.

Я.В.Пржиялковский, С.К.Моршнев, Н.И.Старостин, В.П.Губин.
Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
Фрязинский филиал, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино,
просп. Введенского, 1; ЗАО «Профотек», Россия, 121357 Москва,
Вере́йская ул., 17 (Вере́йская Плаза), офис 613;
e-mail: yankus.p@gmail.com, nis229@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 13 августа 2012 г.

2. Теория

2.1. Основы теоретического анализа spun-волокон

Для описания поляризационных параметров световой волны, распространяющейся в оптических волокнах, часто используют формализм дифференциальных матриц Джонса. Эволюция вектора Джонса, характеризующего ПС светового излучения, при этом может быть описана дифференциальным уравнением

$$\frac{d\mathbf{E}}{dz} = N\mathbf{E}, \tag{1}$$

где \mathbf{E} – вектор Джонса, состоящий из комплексных амплитуд компонент напряженности электрического поля волны; N – дифференциальная матрица Джонса оптического волокна.

Дифференциальная матрица Джонса для прямолинейного отрезка spun-волокна в базе циркулярных ПС выражается матрицей [5]

$$N_c(z) = \begin{pmatrix} i\frac{\gamma}{2} & i\frac{\Delta\beta}{2}\exp(-i2\xi z) \\ i\frac{\Delta\beta}{2}\exp(i2\xi z) & -i\frac{\gamma}{2} \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где γ – скорость нарастания фазовой задержки между волнами с циркулярными ортогональными поляризациями из-за эффекта Фарадея; $\Delta\beta = k_y - k_x = 2\pi/L_b$ – скорость нарастания фазовой задержки между волнами с ортогональными линейными поляризациями, определяемая встроенным линейным ДЛП с длиной биений L_b ; $\xi = 2\pi/L_{tw}$ – частота пространственного вращения осей встроенного линейного ДЛП с длиной шага спиральной структуры L_{tw} ; z – координата вдоль оси волокна.

Для описания ПС излучения удобно использовать формализм его представления на комплексной плоскости [14]. Точкам этой плоскости можно сопоставить комплексное число, являющееся отношением компонент вектора Джонса. В базе циркулярных поляризаций, в котором E_r и E_l – компоненты вектора Джонса, на комплексной плоскости ПС отображается точкой $\chi_c = E_l/E_r$. Начало координат комплексной плоскости и бесконечность сопоставляются базисным поляризационным состояниям.

Существует взаимно однозначное соответствие между точками плоскости и точками сферы, касающейся этой плоскости (сферы Пуанкаре) [14, 15]. Базисные ПС на сфере Пуанкаре расположены в точке касания с комплексной плоскостью и в диаметрально противоположной. В базе циркулярных поляризаций южный полюс сферы Пуанкаре отображает левциркулярное ПС, северный – правциркулярное ПС, на экваторе расположены линейные ПС различных азимутов. Окружности постоянной широты, параллельные экватору, представляют множество ПС постоянных эллиптичностей, а дуги постоянной долготы – ПС с постоянными азимутами.

Известно, что переход из системы координат циркулярных ПС в произвольную систему координат ортогональных эллиптических ПС можно осуществить двумя поворотами сферы Пуанкаре: сначала вокруг оси, соединяющей точки циркулярных ПС, на угол α , затем вокруг оси, соединяющей две точки ортогональных линейных ПС с азимутами $\pm\pi/4$, на угол φ [16] (см. рис.1). Итоговая матрица перехода является произведением матриц поворотов и имеет вид

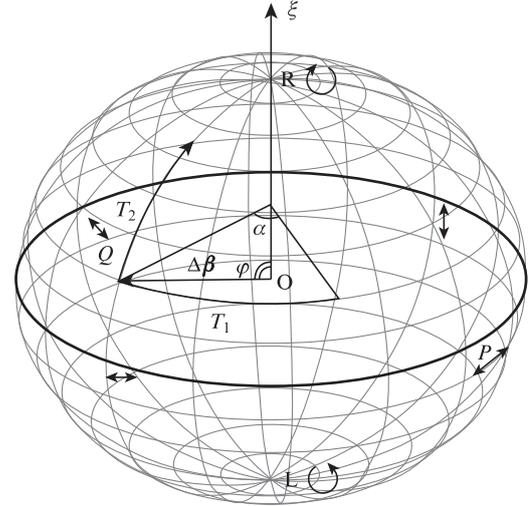


Рис.1. Поворот точек ПС на сфере Пуанкаре при переходе во вращающуюся систему координат.

$$T = T(\varphi, \alpha) = T_2(\varphi)T_1(\alpha) = \begin{pmatrix} \exp(i\frac{\alpha}{2})\cos\frac{\varphi}{2} & \exp(-i\frac{\alpha}{2})\sin\frac{\varphi}{2} \\ -\exp(i\frac{\alpha}{2})\sin\frac{\varphi}{2} & \exp(-i\frac{\alpha}{2})\cos\frac{\varphi}{2} \end{pmatrix}. \tag{3}$$

В новой системе координат с компонентами вектора Джонса E_u и E_v представление ПС на комплексной плоскости будет определяться числом $\chi_c = E_v/E_u$. На сфере Пуанкаре, построенной на этой плоскости, базисные ПС по-прежнему лежат на полюсах, однако в новой системе координат они являются эллиптическими.

2.2. Эволюция поляризации монохроматического света в spun-волокне во вращающейся системе координат

Исследуем эволюцию ПС монохроматического светового излучения в spun-волокне. Преобразование комплексных амплитуд вектора электрического поля удобно рассматривать в винтовой системе координат, сопровождающей ось встроенного линейного ДЛП spun-волокна. В пространстве ПС, отображающихся точками сферы Пуанкаре, будем называть эту систему координат вращающейся.

Пусть медленная ось встроенного линейного ДЛП spun-волокна в начальной точке горизонтальна, т.е. на сфере Пуанкаре вектор ДЛП направлен на горизонтальное линейное ПС. Перейдем из лабораторной системы координат циркулярных ПС во вращающуюся с частотой 2ξ систему, подставив в матрицу перехода (3) углы $\alpha = \alpha(z) = -2\xi z$ и некоторый угол $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ (рис.1). Из зависимости для угла поворота $\alpha(z)$ вокруг вертикальной оси, являющейся осью вращения вектора линейного ДЛП, видно, что новая система координат вращается относительно лабораторной системы вместе с вектором встроенного линейного ДЛП с частотой его вращения 2ξ . Уравнение эволюции вектора электрического поля (1) с учетом (3) принимает вид

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} E_u \\ E_v \end{pmatrix} = \frac{d}{dz} \left(T \begin{pmatrix} E_r \\ E_l \end{pmatrix} \right) = \left(\frac{dT}{dz} T^{-1} + TN_c T^{-1} \right) \begin{pmatrix} E_u \\ E_v \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Выполняя перемножение матриц, приходим к уравнениям изменения вектора Джонса в новой системе координат:

$$\begin{pmatrix} dE_u/dz \\ dE_v/dz \end{pmatrix} = \left[i \left(\xi + \frac{\gamma}{2} \right) \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ -\sin \varphi & -\cos \varphi \end{pmatrix} + i \frac{\Delta\beta}{2} \begin{pmatrix} \sin \varphi & -\cos \varphi \\ -\cos \varphi & -\sin \varphi \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} E_u \\ E_v \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что если взять такой угол φ , что

$$\tan \varphi = \frac{\Delta\beta}{2\xi + \gamma}, \quad (6)$$

то уравнение эволюции ПС во вращающейся системе координат эллиптических ПС выразится в простой форме:

$$\begin{pmatrix} dE_u/dz \\ dE_v/dz \end{pmatrix} = i \frac{\Omega}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_u \\ E_v \end{pmatrix} = N_e \begin{pmatrix} E_u \\ E_v \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где

$$\Omega = (2\xi + \gamma) \left[1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2\xi + \gamma} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Интегрируя (7), получаем матрицу Джонса для прямолинейного srip-волокна во вращающейся системе координат:

$$\begin{pmatrix} E_u(z) \\ E_v(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp\left(i\frac{\Omega}{2}z\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-i\frac{\Omega}{2}z\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_u(0) \\ E_v(0) \end{pmatrix}. \quad (9)$$

На комплексной плоскости состояние поляризации выражается переменной

$$\chi_e(z) = \frac{E_v(z)}{E_u(z)} = \chi_e(0) \exp(-i\Omega z). \quad (10)$$

Уравнение (10) описывает движение точки ПС на комплексной плоскости во вращающейся системе координат эллиптических ПС по окружности радиуса $|\chi_e(0)|$ с частотой Ω с центром в нулевой точке, соответствующей одному из базисных ПС вращающейся системы координат.

Из характера преобразования во вращающуюся систему координат эллиптических ПС видно, что точки ее базисных ПС лежат на сфере Пуанкаре в плоскости, содержащей вектор встроенного линейного ДЛП и ось его вращения; при этом в лабораторной системе циркулярных ПС эти точки вращаются на сфере Пуанкаре вместе с вектором встроенного линейного ДЛП вокруг оси его вращения с частотой 2ξ на постоянных широтах $\psi = \pm(\pi/2 - \varphi)$, где φ определяется параметрами волокна из формулы (6). Ось, проходящую через точки базисных ПС вращающейся системы координат, можно назвать мгновенной осью. Таким образом, в лабораторной системе координат движение точки ПС представляет собой комбинацию из двух вращений – точка ПС вращается с частотой Ω вокруг мгновенной оси, которая в свою очередь сама вращается с частотой вращения встроенного ДЛП 2ξ вокруг оси, соединяющей точки циркулярных ПС. Отметим, что пространственная частота вращения Ω равна удвоенной частоте, определенной в работе [13], что связано исключительно с различием в определениях.

Длина шага спирали осей встроенного линейного ДЛП $L_{tw} = 2\pi/\xi$ обычно составляет несколько миллиметров, по сравнению с ней длина биений циркулярного ДЛП, вносимого эффектом Фарадея, $L_F = 2\pi/\gamma$ на практике является довольно большой величиной, т. е. $\gamma \ll \xi$. Поэтому

$$\tan \varphi = \frac{\Delta\beta}{2\xi + \gamma} \approx \frac{\Delta\beta}{2\xi} = \frac{L_{tw}}{2L_b} = \sigma. \quad (11)$$

Отношение длины шага спирали к удвоенной длине биений встроенного ДЛП, обозначенное σ , – важный для дальнейшего анализа параметр srip-волокна.

2.3. Распространение широкополосного света в srip-волокнах

Рассмотрим распространение в srip-волокне светового излучения с широким спектром. Все формулы в разд. 2.2 остаются верными для каждой длины волны, определяющей спектр входящего в волокно света. Однако теперь следует учитывать, что константа Верде [17], которой пропорционально наводимое вследствие эффекта Фарадея циркулярное ДЛП, и встроенное линейное ДЛП зависят от длины волны. Поскольку, как указано выше, $\gamma \ll \xi$, а во всех формулах эти две величины входят в виде суммы, то зависимостью γ от длины волны с большой точностью можно пренебречь. Длина биений встроенного линейного ДЛП пропорциональна длине волны света [8] $L_b(\lambda) \sim \lambda$. В этом случае угол φ , на который мы поворачиваем сферу Пуанкаре при переходе во вращающуюся систему координат эллиптических ПС (см. (6)), в свою очередь является функцией длины волны. Возьмем прямоугольный спектр излучения с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1550$ нм и шириной $\Delta\lambda = 20$ нм. Пусть $L_b(\lambda_0) = 2\pi/\Delta\beta(\lambda_0) = 1.7$ мм, $L_{tw} = 2.68$ мм, тогда угол φ изменяется от $\varphi_{\min} = \varphi(\lambda = 1540 \text{ нм}) = 37.86^\circ$ до $\varphi_{\max} = \varphi(\lambda = 1560 \text{ нм}) = 38.22^\circ$. Таким образом, угол φ очень слабо зависит от длины волны в данном спектре, и в первом приближении его можно считать константой $\varphi = \varphi(\lambda_0)$.

Рассмотрим эволюцию поляризации отдельных спектральных компонент широкополосного излучения на комплексной плоскости во вращающейся системе координат эллиптических ПС. Комплексная переменная состояния поляризации становится функцией длины волны:

$$\begin{aligned} \chi_e(\lambda, z) &= \chi_e(0) \exp[-i\Omega(\lambda)z] \\ &= \chi_e(0) \exp \left\{ -i(2\xi + \gamma) \left[1 + \left(\frac{\Delta\beta(\lambda)}{2\xi + \gamma} \right)^2 \right]^{1/2} z \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Из формулы (12) видно, что частота вращения точки ПС каждой спектральной компоненты света вокруг начала координат зависит от ее длины волны. На входе волокна ПС всех компонент одинаковы и равны начальному. По мере распространения излучения по волокну множество точек ПС спектральных компонент из точки в начале переходит в дугу окружности радиуса $|\chi_e(0)|$, длина которой увеличивается с длиной волокна. На некотором расстоянии от начала волокна дуга замыкается в окружность, потом совершает второй оборот и т. д. Если к комплексной плоскости добавить третью координату, на оси которой отложить длину волны, множество точек будет представлено спиралью (рис.2), причем количество витков спирали (и, соответственно, ее длина) растет с длиной

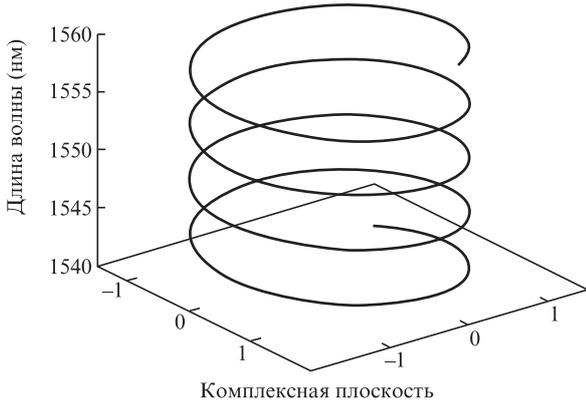


Рис.2. Множество точек ПС на комплексной плоскости в зависимости от длины волны.

волокна z . В случае малой ширины спектра ($\Delta\lambda \ll \lambda_0$) частота вращения Ω линейно зависит от длины волны λ :

$$\Omega(\lambda) = (2\xi + \gamma) \left(1 + \frac{\sigma_0^2 \lambda_0^2}{\lambda^2}\right)^{1/2} \approx \frac{2\xi + \gamma}{\sqrt{\sigma_0^2 + 1}} \left(2\sigma_0^2 + 1 - \sigma_0^2 \frac{\lambda}{\lambda_0}\right), \quad (13)$$

где $\sigma_0 = L_{tw}/2L_b(\lambda_0)$ – параметр spun-волокна на центральной длине волны λ_0 .

Разность фаз точек поляризаций на граничных длинах волн спектра определяется разностью частот их вращения $\Delta\Omega = \Omega(\lambda_0 + \Delta\lambda/2) - \Omega(\lambda_0 - \Delta\lambda/2)$, отсюда можно вывести зависимость количества витков спирали $K(z)$ от расстояния:

$$K(z) = \frac{\Delta\Omega}{2\pi} z = \frac{(2\xi + \gamma)\sigma_0^2 \Delta\lambda}{2\pi\sqrt{\sigma_0^2 + 1} \lambda_0} z. \quad (14)$$

Длину spun-волокна, на которой множество точек ПС спектральных компонент распространяющегося широкополосного излучения замыкается в окружность, назовем длиной когерентности L_{coh} . Принимая $K(L_{coh}) = 1$, получаем, что

$$L_{coh} = \frac{2\pi}{2\xi + \gamma} \frac{\sqrt{\sigma_0^2 + 1}}{\sigma_0^2} \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}. \quad (15)$$

Таким образом, точки ПС всех спектральных компонент входящего в волокно широкополосного света, пройдя расстояние $z > L_{coh}$ по волокну, в базисе эллиптических ПС будут равномерно распределены на комплексной плоскости на одной окружности с центром в нуле и радиусом $|\chi_c(0)|$. Для спектра излучения с $\lambda_0 = 1550$ нм и $\Delta\lambda = 20$ нм и волокна с $L_b = 1.7$ мм и $L_{tw} = 2.68$ мм получаем, что длина когерентности $L_{coh} = 21$ см.

В предыдущем разделе было показано, что на сфере Пуанкаре точки, соответствующие базисным ПС вращающейся системы координат, образуют мгновенную ось, которая вращается вместе с вектором встроенного линейного ДЛП вокруг оси его вращения с частотой 2ξ . Множество точек ПС спектральных компонент широкополосного излучения, равноотстоящих от базисных точек для вращающейся системы координат ПС, на сфере Пуанкаре является окружностью, ось которой есть мгновенная

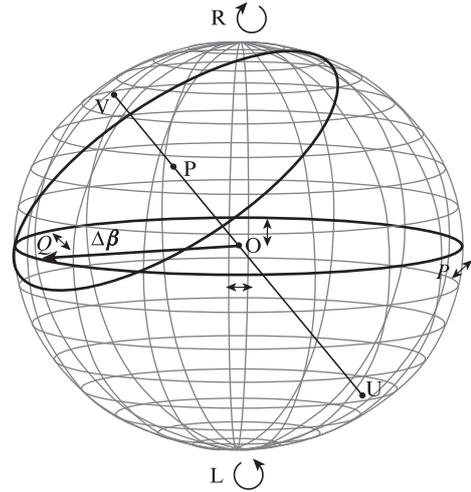


Рис.3. Компьютерное моделирование эволюции ПС спектральных компонент широкополосного света в spun-волокне.

ось (ось UV на рис.3). Среднее значение этого распределения ПС различных длин волн, или «центр масс» множества точек ПС, на расстоянии $z > L_{coh}$ (если пренебречь остаточной неравномерностью распределения) лежит на мгновенной оси внутри сферы на некотором расстоянии $OP = \rho$ от ее центра. Отношение этого расстояния к радиусу сферы $P = \rho/R$ есть степень поляризации [14] света, выраженные для которой будет выведено ниже.

Множество различных окружностей, содержащих точки ПС разных длин волн, при изменении эллиптичности и азимута входного ПС представляет собой семейство различных концентрических окружностей на сфере Пуанкаре, построенных вокруг мгновенной оси. Таким образом, отрезок, соединяющий точки пересечения мгновенной оси UV и сферы Пуанкаре, является множеством средних распределений ПС, или множеством центров этих окружностей. Все эти средние состояния имеют одну и ту же эллиптичность и азимут, они отличаются только степенью поляризации.

Таким образом, можно сделать важный вывод: при $z > L_{coh}$ среднее ПС на выходе отрезка spun-волокна (с точностью до ортогонального) не зависит от состояния входной поляризации, определяющей только степень поляризации выходного излучения. Среднее ПС имеет эллиптичность, определяющуюся параметрами волокна, $e = \tan(\psi/2) = \sqrt{\sigma^2 + 1} - \sigma$ и азимут, совпадающий с азимутом одной из осей встроенного линейного ДЛП. Назовем эту эллиптичность собственной для волокна с данным параметром spun-волокна σ . График зависимости собственной эллиптичности от длины биений встроенного линейного ДЛП изображен на рис.4. Следует подчеркнуть, что в spun-волокнах, строго говоря, не существует собственного ПС, сохраняющегося по всей длине волокна, поскольку азимут среднего ПС вращается вместе с осями встроенного линейного ДЛП. От состояния входной поляризации зависит только степень поляризации выходного излучения P .

Найдем зависимость степени поляризации широкополосного светового излучения от входного ПС при $z > L_{coh}$. Простое распределение ПС на сфере Пуанкаре, лежащее на окружности (см. рис.3), позволяет вывести эту зависимость из геометрического рисунка.

Рассмотрим сечение сферы Пуанкаре в лабораторной системе координат циркулярных ПС, содержащее мгновенную ось UV и вектор встроенного линейного ДЛП $\Delta\beta$ (рис.5). Пусть входное ПС имеет заданную эллиптичность

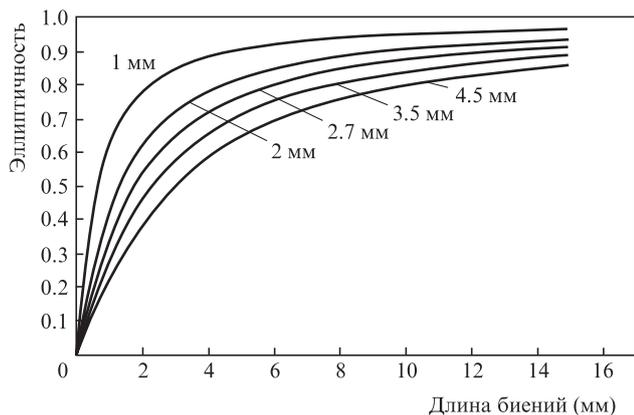


Рис.4. Зависимость собственной эллиптичности spun-волокна от длины биений встроенного двулучепреломления при разных длинах шага спирали $L_{tw} = 1 - 4.5$ мм.

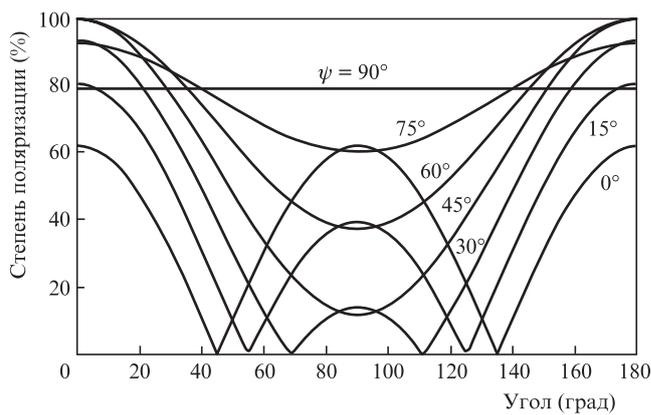


Рис.6. Зависимость степени поляризации выходного излучения от азимута входной поляризации при разных широтах входной поляризации ψ на сфере Пуанкаре для spun-волокна с параметрами $L_b = 1.7$ мм и $L_{tw} = 2.68$ мм.

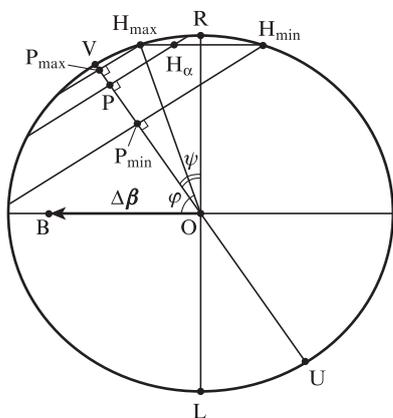


Рис.5. Сечение сферы Пуанкаре в лабораторной системе координат циркулярных ПС, содержащее мгновенную ось UV.

$e = \tan(\epsilon) = \tan(\psi/2)$. На сфере Пуанкаре множество точек фиксированной эллиптичности и различных азимутов составляет окружность постоянной широты ψ (на рис.5 проекция этой окружности на сечение – отрезок $H_{max}H_{min}$). Плоскость окружности, на которой будут лежать точки выходных ПС разных длин волн, наклонена на угол φ относительно плоскости экватора. Обе окружности пересекаются в точках входных ПС, H_α – проекция этих точек пересечения. При изменении азимута входного ПС θ будут изменяться окружности, на которых ложатся точки выходных ПС. Проекция окружностей, на которых лежат точки ПС, на сечение, представленное на рис.5, есть отрезки, перпендикулярные UV. Центры окружностей лежат на мгновенной оси UV. С изменением азимута входного ПС центр P будет смещаться от точки P_{max} до P_{min} (см. рис.5), при этом степень выходной поляризации P вычисляется делением ρ (длины отрезка OP) на радиус сферы [14]. Выполнив простые геометрические вычисления, получим

$$P(\psi, \theta) = \frac{\rho}{R} = \left| \frac{1 + \sigma \cot \psi \cos 2\theta}{\sqrt{(1 + \sigma^2)(1 + \cot^2 \psi)}} \right|. \quad (16)$$

График зависимостей степени выходной поляризации от азимута входной поляризации при различных эллиптичностях для spun-волокна с параметрами $L_b = 1.7$ мм и $L_{tw} = 2.68$ мм представлен на рис.6.

Особый интерес представляют зависимости P от азимута входной поляризации для трех вариантов поляри-

зации: линейной, циркулярной и эллиптической – с равной собственной для данного spun-волокна эллиптичностью. В случае линейной входной поляризации P зависит от θ как модуль косинуса. При совпадении оси входной поляризации с одной из осей встроенного линейного ДЛП spun-волокна на входе степень выходной поляризации достигает максимума, значение которого определяется параметром spun-волокна σ , а если угол между осью поляризации и осями волокна составляет 45° , то P снижается до нуля. В случае циркулярного входного ПС степень выходной поляризации не зависит, как и следовало ожидать, от азимута входного ПС и определяется параметром σ . Если же в spun-волокно ввести поляризованное излучение с эллиптичностью, равной собственной, и азимутом, совпадающим с азимутом одной из осей встроенного линейного ДЛП на входе, то степень поляризации P останется равной 100%, т.е. степень поляризации света при распространении вдоль волокна остается постоянной. На рис.5 эта ситуация соответствует случаю, когда окружность, на которой лежит множество точек ПС разных длин волн, на сфере Пуанкаре вырождается в точку.

3. Эксперимент

3.1. Измерение шага спирали spun-волокна

В разд.2.3 показано, что широкополосный свет в spun-волокне распространяется с определенной средней эллиптичностью, а азимут среднего эллипса поляризации θ с длиной волокна нарастает с частотой вращения осей встроенного линейного ДЛП. Этот факт дает возможность определить длину шага спирали встроенного ДЛП методом скальвания – измеряя азимут θ до и после скальвания отрезка волокна длиной L . При этом длина шага спирали $L_{tw} = 2\pi L/\Delta\theta$.

Схема эксперимента изображена на рис.7. В исследуемый отрезок микроструктурного spun-волокна длиной 15 м и с расчетной длиной шага спиральной структуры

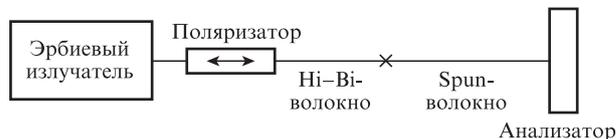


Рис.7. Схема измерения длины шага спирали spun-волокна.

Табл.1. Результаты измерения длины шага спирали *spun*-волокна.

Номер измерения	Длина сколотого волокна (мкм)	Угол поворота азимута (град)	Длина шага спирали (мкм)
1	1000±15	135±2	2670±80
2	800±15	106±2	2700±100
3	900±15	122±2	2660±90
4	460±15	63±2	2640±170
5	560±15	74±2	2740±140
6	625±15	84±2	2680±130
7	590±15	79±2	2680±140

3 мм вводилось линейно поляризованное излучение с шириной спектра 20 нм и центральной длиной волны 1550 нм. Азимуты средних ПС до и после скалывания небольшого отрезка волокна измерялись вращающимся анализатором.

Результаты серии измерений, проведенных на образце микроструктурного *spun*-волокна, приведены в табл.1, из которой следует, что средняя длина шага спирали $L_{tw} = 2.68$ мм.

3.2. Измерение зависимостей степени выходной поляризации от азимута входной поляризации

Схема эксперимента показана на рис.8. В качестве источника излучения использовался эрбиевый волоконный излучатель с рабочей длиной волны 1550 нм и шириной спектра 20 нм. С выхода поляризатора излучение возбуждало одну из линейно поляризованных мод *Ni-Vi*-световода. В исследуемое микроструктурное *spun*-волокно поочередно вводилось излучение с тремя разными ПС: сперва с линейной и круговой поляризацией, а затем с эллиптической (с эллиптичностью, равной собственной для данного световода). Для ввода в *spun*-волокно линейно поляризованного излучения выходной конец световода и входной конец *spun*-волокна устанавливались в устройство для ориентированной сварки волокон. Устройство позволяло вращать выходной конец *Ni-Vi*-волокна вокруг своей оси и тем самым изменять азимут входного ПС излучения относительно осей встроеного ДЛП на входе *spun*-волокна. Степень поляризации излучения на выходе *spun*-волокна анализировалась поляризационным измерителем, состоящим из вращающихся пластинок $\lambda/4$ и анализатора [13]. На рис.9 результаты измерения степени поляризации при различных азимутах обозначены квадратами, пунктиром дана теоретическая кривая, построенная по формуле (16) при широте входного ПС на сфере Пуанкаре $\psi = 0$ и параметре *spun*-волокна $\sigma = 0.79$.

Для ввода излучения с круговой поляризацией в исследуемое *spun*-волокно к выходу *Ni-Vi*-световода предварительно приваривалась волоконная фазовая пластинка $\lambda/4$. Стыковка пластинок $\lambda/4$ со входом *spun*-волокна осуществлялась также с помощью устройства для ориентированной сварки волокон. Измеренная зависимость степени поляризации от азимута на рис.9 нанесена треугольниками, а зависимость от азимута на рис.9 нанесена кружками.

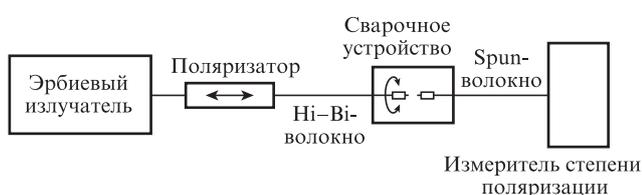


Рис.8. Схема измерения зависимости степени выходной поляризации от азимута входной поляризации.

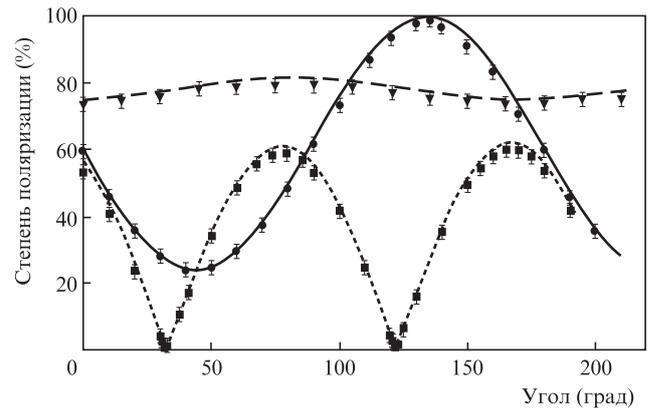


Рис.9. Зависимость степени выходной поляризации от угла осевого поворота входного волокна в сварочном устройстве при различных входных ПС излучения: линейная поляризация (квадраты – эксперимент, пунктир – расчет), входная циркулярная поляризация (треугольники – эксперимент, штриховая линия – расчет), входная эллиптическая поляризация (кружки – эксперимент, сплошная кривая – расчет).

теоретическая кривая, построенная по формуле (16) при широте $\psi = 87^\circ$ и параметре $\sigma = 0.79$, – штриховой линией.

Как видно из рисунка, экспериментальные результаты в случае линейной и циркулярной поляризации хорошо согласуются с теоретическими, поэтому с определенной степенью точности можно утверждать, что для данного образца волокна $\sigma = 0.79$, а соответственно, широта собственной эллиптичности на сфере Пуанкаре $\psi = 52^\circ$. Учитывая длину шага спирали, измеренную в разд.3.1, по формуле (11) находим длину биений встроеного ДЛП; $L_b = 1.7$ мм.

Особый случай представляет эксперимент, когда исследуемое микроструктурное *spun*-волокно возбуждалось излучением с собственной для данного волокна эллиптичностью. Для этой цели волоконная пластинка $\lambda/4$ укорачивалась так, что ее длина $L_s = (52^\circ/90^\circ)L_{\lambda/4} = 0.57L_{\lambda/4}$. В данном эксперименте длина волоконной пластины $L_{\lambda/4} = 1.7$ мм, поэтому пластинка была укорочена на $0.43L_{\lambda/4} = 0.73$ мм, после чего измерялась степень поляризации выходного из *spun*-волокна излучения при различных азимутах входного излучения. На рис.9 результаты этих измерений обозначены кружками, сплошная кривая – теоретическая. Видно, что при определенном азимуте входной поляризации относительно осей встроеного линейного ДЛП *spun*-волокна на входе степень поляризации выходного излучения достигает 100%, что соответствует рассмотренному выше случаю распространения широкополосного излучения без потери степени поляризации.

4. Заключение

Исследована эволюция ПС широкополосного света при его распространении в *spun*-волокне с высоким встроеным линейным ДЛП. Разработана теоретическая модель, описывающая параметры ПС излучения на выходе отрезка *spun*-волокна при произвольном ПС света на входе. Модель основана на суммировании вкладов монохроматических компонент, распределенных в пределах ширины спектра входного излучения. Для анализа использованы аппарат дифференциальной матрицы Джонса и представление ПС света на сфере Пуанкаре. Показано, что при превышении определенной длины распространения света в

световоде (длины когерентности) среднее ПС распределения поляризаций спектральных компонент широкополосного света на выходе отрезка srip-волокна (с точностью до ортогонального) не зависит от состояния входной поляризации. Среднее ПС имеет эллиптичность, определяющуюся параметрами волокна (так называемую собственную эллиптичность), и азимут, совпадающий с азимутом одной из осей встроеного линейного ДЛП; при этом от состояния входной поляризации зависит только степень поляризации выходного излучения. Найдены условия возбуждения, при которых степень поляризации неизменна и равна 100%. Определен критерий минимальной длины отрезка srip-волокна, при которой справедливо вышеприведенное представление ПС выходного излучения. Эта длина (длина когерентности) определяется шириной спектра излучения и параметрами srip-волокна. Теоретические результаты подтверждены экспериментальными измерениями.

1. Laming R.I., Payne D.N. *J. Lightwave Technol.*, **7**, 2084 (1989).
2. Frosio G., Dancliker R. *Appl. Opt.*, **33**, 6111 (1994).
3. Blake J., Williams W., Glasov C., Bergh R., Fetting K., Hadley E., Sanders G., *Proc. 2nd EPRI Opt. Sensors Systems Workshop* (Atlanta, 2000).
4. Starostin N.I., Ryabko M.V., Chamorovskii Yu.K., et al. *Key Eng. Mater.*, **437**, 314 (2010).
5. Губин В.П., Исаев В.А., Моршнев С.К. и др., *Квантовая Электроника*, **36**, 287 (2006).
6. Chamorovsky Yu.K., Starostin N.I., Ryabko M.V., et al. *Opt. Commun.*, **282**, 4618 (2009).
7. Моршнев С.К., Губин В.П., Воробьев И.Л. и др. *Квантовая электроника*, **39**, 287 (2009).
8. Губин В.П., Моршнев С.К., Старостин Н.И., и др. *Квантовая электроника*, **41**, 815 (2011).
9. Michie A., Canning J., Bassett I., et al. *Opt. Express*, **15**, 1811 (2007).
10. Чаморовский Ю.К., Старостин Н.И., Моршнев С.К. и др. *Квантовая электроника*, **39**, 1074 (2009).
11. Polynkin P., Blake J. *J. Lightwave Technol.*, **23**, 3815 (2005).
12. Малыкин Г.Б., Позднякова В.И., Шерешевский И.А., *Оптика и спектроскопия*, **83**, 843 (1997).
13. Губин В.П., Моршнев С.К., Старостин Н.И. и др. *Радиотехника и электроника*, **53**, 971 (2008).
14. Azzam R.M.A., Bashara N.M. *Ellipsometry and Polarised Light* (Amsterdam–New York–Oxford: North-Holland Publ. Comp., 1977).
15. Rashleigh S.C. *J. Lightwave Technol.*, **LT-1**, 312 (1983).
16. Горшков М.М. *Эллипсометрия* (М.: Сов. радио, 1974).
17. Rose A.H., Etzel S.M., Wang C.M. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 803 (1997).