

УДК 535.55+535.58

## ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ МОДОВОЙ ДИСПЕРСИИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В SPUN-СВЕТОВОДАХ СО СЛАБЫМ ЛИНЕЙНЫМ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕМ И СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Г. Б. Малыкин<sup>1\*</sup>, В. И. Позднякова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН;

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Spun-световоды были созданы в начале 80-х годов прошлого века, однако их серийное производство начато всего несколько лет назад. В настоящее время производятся spun-световоды как с сильным, так и с слабым исходным (невозмущённым) линейным двулучепреломлением. Первые находят применение для создания датчиков различных физических параметров, главным образом тока и магнитного поля. Вторые весьма перспективны для применения в волоконных линиях связи, т. к. имеют существенное преимущество перед обычными телекоммуникационными световодами. В данной статье рассмотрено влияние поляризационной модовой дисперсии, обусловленной случайными неоднородностями в одномодовых волоконных световодах (ОВС), на распространение сверхкоротких оптических импульсов в волоконных линиях связи, созданных на основе ОВС с очень слабым линейным двулучепреломлением и сильным регулярным кручением (такие ОВС называются телекоммуникационными spun-световодами). Методом численного моделирования получены зависимости эволюции огибающей функции сверхкоротких оптических импульсов и их спектров от длины spun-световода с очень слабым линейным двулучепреломлением и случайными неоднородностями. Показано, что увеличение ширины импульса происходит не по диффузному закону, как это имеет место при отсутствии кручения, а пропорционально длине ОВС. Установлено, что с ростом длины spun-световода уширение импульса до определённой (достаточно большой) длины происходит существенно медленнее, чем в нескрученных световодах, а при очень больших длинах, наоборот, быстрее. Кроме того, показано, что в телекоммуникационных spun-световодах относительная интенсивность излучения, перекачанного из одной ортогональной поляризационной моды в другую на длине деполаризации монохроматического излучения, мала по сравнению с единицей, тогда как в обычных телекоммуникационных световодах имеет место обратная ситуация.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одномодовые волоконные световоды с минимально возможным уровнем оптических потерь и практически нулевой хроматической дисперсией в рабочей полосе длин волн главным образом применяются для создания волоконно-оптических линий связи [1–6]. Однако несмотря на большой прогресс в технологии изготовления световодов, существует серьёзная проблема, связанная с уширением коротких оптических импульсов в оптоволоконных линиях связи [1–3, 5, 6], что ограничивает максимальную скорость передачи информации. В одномодовых волоконных световодах (ОВС) распространяются с различными скоростями две взаимно ортогональные поляризационные моды, между которыми на неоднородностях ОВС осуществляется обмен энергией. Даже в том случае, когда на входе ОВС была возбуждена одна поляризационная мода, на определённом расстоянии от входа, которое определяется в основном величиной линейного двулучепреломления ОВС, будут распространяться обе поляризационные моды. Поскольку распределение неоднородностей по длине ОВС является случайным [7–9], то и амплитудные соотношения между ортогональными поляризационными модами, и разность фаз между ними также

\* malykin@ufp.appl.sci-nnov.ru

случайны. Вследствие случайного характера взаимодействия поляризационных мод оптические импульсы при распространении в линиях связи испытывают уширение. Это явление именуется поляризационной модовой дисперсией (ПМД) [10].

Отметим, что в литературе под ПМД иногда понимают обычное «разбегание» оптических импульсов в ОВС с тем или иным типом двулучепреломления, но без случайных неоднородностей, когда на входе ОВС возбуждены обе поляризационные моды. В этом случае величина «разбегания» импульсов пропорциональна длине ОВС. Это явление можно было бы очень просто устранить: достаточно на входе ОВС возбудить только одну поляризационную моду, и тогда в нём распространялся бы только один оптический импульс. Однако в действительности в ОВС всегда имеются случайные неоднородности и, как было указано выше, даже в том случае, когда на входе ОВС была возбуждена одна поляризационная мода, на определённом расстоянии от входа в ОВС будут распространяться обе поляризационные моды. В дальнейшем под явлением ПМД мы будем понимать уширение оптических импульсов при их распространении в ОВС под влиянием случайных неоднородностей. Как показано в статьях [5, 6, 10], на достаточно длинных отрезках ОВС это уширение пропорционально квадратному корню из длины ОВС, т. е. имеет место диффузный закон уширения импульсов.

Согласно [11, 12], если в ОВС отсутствует невозмущённое линейное двулучепреломление, то кручение световода, которое проводилось при его вытяжке из заготовки, т. е. в расплавленном виде, не приводит к возникновению циркулярного двулучепреломления. Именно такая ситуация имеет место в *strip*-световодах. В этом случае матрица Джонса — это единичная матрица с размером  $2 \times 2$ , которая описывает изотропную среду без вращения плоскости линейной поляризации света. Физический смысл этого результата [11, 12] можно наглядно пояснить следующим образом. Предположим, что имеется изотропная оптическая среда, состоящая из очень тонких оптических пластинок с толщиной много меньше длины волны света. Если вторую пластинку повернуть на некоторый малый угол относительно первой, третью на такой же угол относительно второй и так далее (так называемый *веерный поворот*), то, несмотря на кручение оптической среды, никакого вращения плоскости линейной поляризации света не возникнет и оптическая среда останется изотропной. Теперь предположим, что рассматриваемая среда и, соответственно, тонкие оптические пластинки имеют некоторое линейное двулучепреломление. Тогда рассмотренный выше *веерный поворот* пластинок вызовет вращение плоскости линейной поляризации света, т. е. возникнет некоторое циркулярное двулучепреломление. В этом и заключается роль невозмущённого (исходного) линейного двулучепреломления в создании обусловленного кручением оптической среды циркулярного двулучепреломления.

Таким образом, чем меньше величина линейного двулучепреломления ОВС, тем меньше и величина ПМД. Поэтому для создания волоконных линий связи используются ОВС с очень малым линейным двулучепреломлением [4–6] — так называемые телекоммуникационные световоды. Случайные неоднородности в ОВС возникают как в процессе вытяжки волокна из заготовки [7–9], последующего нанесения защитного покрытия и оболочки кабеля, что целиком зависит от технологии выполнения этих операций, так и в процессе укладки кабеля в волоконную линию связи, что в свою очередь зависит от способа укладки. Чем меньше длительность импульса, тем большее относительное уширение и искажение своей начальной формы он испытывает при распространении в ОВС.

Количественные характеристики уширения оптических импульсов под влиянием ПМД в ОВС с очень слабым линейным двулучепреломлением были подробно рассмотрены в наших теоретических работах [5, 6]. В частности, в статье [5] было показано, что увеличение ширины импульса происходит по диффузному закону, т. е. пропорционально квадратному корню из длины ОВС, что подтверждалось известными ранее результатами экспериментального измерения ПМД [13].

В работе [6] показано также, что ширина импульса возрастает с ростом длины ОВС существенно быстрее в случае источника излучения с более широким спектром, причём влияние ширины линии источника становится заметным, когда эта ширина по порядку величины сравнивается с обратным временем импульса. В статье [5] также приводится обзор работ, посвящённых вопросам ПМД.

Целью данной работы является рассмотрение подавления ПМД в *spun*-световодах [14], т. е. изучение эволюции формы и ширины сверхкоротких оптических импульсов при их распространении в *spun*-световоде с очень слабым линейным двулучепреломлением. При вытяжке из заготовки *spun*-световоды испытывают сильное механическое закручивание, которое при остывании «вмораживается» в их структуру. Это сильное регулярное кручение подавляет существенно более слабое случайное кручение, связанное со случайными крутильными колебаниями стрелы провеса световода при его вытяжке из заготовки [7–9, 15, 16]. Вследствие этого можно ожидать, что сверхкороткие оптические импульсы будут уширяться при их распространении в телекоммуникационном *spun*-световоде значительно меньше, чем в обычном телекоммуникационном световоде.

Численные методы расчёта уширения сверхкоротких оптических импульсов под влиянием ПМД в обычных телекоммуникационных световодах с произвольной длиной были разработаны нами в [5, 6] и с некоторыми изменениями использованы для аналогичных расчётов в данной статье.

Отметим здесь, что ниже будут рассмотрены ОВС с такой большой длиной, которые реально не применяются в волоконных линиях связи. Это связано с тем, что даже при определяемых рэлеевским рассеянием света на атомарной структуре кварца минимально возможных потерях в кварцевых ОВС 0,1 дБ/км [17]<sup>1</sup> на длинах  $10^5 \div 10^6$  км потери света становятся недопустимо большими. Тем не менее мы рассмотрим столь длинные волоконные линии связи с целью демонстрации преимуществ телекоммуникационных *spun*-световодов перед обычными телекоммуникационными световодами.

Как и в наших предыдущих работах [5, 6], мы не будем учитывать хроматическую дисперсию ОВС, которая для телекоммуникационных световодов очень мала, а также дихроизм, который тоже очень мал. При расчётах не будут учитываться и потери в телекоммуникационных *spun*-световодах, т. к. они не влияют на форму импульса.

## 1. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ФОРМЫ И ШИРИНЫ СВЕРХКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОМ SPUN-СВЕТОВОДЕ

Нами было проведено численное моделирование распространения излучения в телекоммуникационном *spun*-световоде с длиной до  $10^6$  км и очень слабым собственным линейным двулучепреломлением  $\beta_1 = 2\pi\Delta n_1/\lambda_0$ , где  $\Delta n_1$  — разность показателей линейного двулучепреломления в медленной и быстрой осях ОВС,  $\lambda_0$  — средняя длина волны света. В нашем случае  $\Delta n_1 = 10^{-8}$ . Как и в работах [5, 6], был рассмотрен монохроматический источник непрерывного излучения ( $\lambda_0 = 1550$  нм). В этом случае длина поляризационных биений в ОВС без кручения составляет  $L_b = 2\pi\lambda_0/(\Delta n_1) \sim 100$  м. Излучение проходило через быстродействующий оптический затвор, формирующий импульс гауссовской формы

$$S(t) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}\Delta t} \exp\left(-\frac{2t^2}{\Delta t^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi ct}{\lambda_0}\right), \quad (1)$$

<sup>1</sup> В настоящее время потери света в *spun*-световодах со слабым невозмущённым линейным двулучепреломлением ещё не достигли этой минимально возможной величины и превышают её более чем на порядок [18].

где  $t$  — время,  $c$  — скорость света в вакууме. Длительность оптического импульса на выходе затвора, т. е. на входе ОВС, составляла  $\Delta t = 0,1$  пс (на уровне  $e^{-1/2}$ ). В этом случае огибающая функция спектра импульса также имеет гауссовскую форму [5, 6],

$$B(\lambda) = \frac{2}{\sqrt{2\pi} \Delta\lambda} \exp\left[-\frac{2(\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta\lambda^2}\right], \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина волны. Ширина оптического спектра импульса составляла  $\Delta\lambda \sim 50$  нм. Следовательно, длина деполяризации немонахроматического излучения в телекоммуникационном световоде без кручения равняется

$$l_{\text{dep}} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda \Delta n_1} \sim 5 \text{ км}. \quad (3)$$

Как показано в работах [8, 9, 15, 16, 19], регулярное кручение световода  $\Theta_0$  приводит к многократному увеличению эффективной длины деполяризации. В этом случае при  $|\beta_1| \ll |2\Theta_0|$  выражение для длины деполяризации немонахроматического излучения имеет вид

$$l_{\text{dep}}^{\text{tw}} = \frac{2\pi}{\beta_e(\lambda_0 - \Delta\lambda/2) - \beta_e(\lambda_0 + \Delta\lambda/2)} \approx \frac{\Theta_0 \lambda_0^3}{\pi(\Delta n_1)^2 \Delta\lambda}, \quad (4)$$

где

$$\beta_e = \sqrt{\beta_1^2 + (2\Theta_0)^2}. \quad (5)$$

Из (4) следует, что если  $\Delta n_1 \rightarrow 0$ , то  $l_{\text{dep}}^{\text{tw}} \rightarrow \infty$ , и это полностью согласуется с результатами работ [11, 12]: если в ОВС отсутствует невозмущённое линейное двулучепреломление, то его кручение в расплавленном виде не приводит к возникновению циркулярного двулучепреломления. Иными словами, если линейное двулучепреломление отсутствует, то независимо от величины циркулярного двулучепреломления длина деполяризации немонахроматического излучения стремится к бесконечности.

Между линейным и циркулярным двулучепреломлением имеется ряд принципиальных отличий. Выше было отмечено, что в оптической среде линейное двулучепреломление может иметь место независимо от наличия или отсутствия циркулярного двулучепреломления, а последнее может возникнуть только при наличии линейного двулучепреломления [11, 12]. Состояний линейной поляризации света может быть бесконечное множество; они отличаются между собой углом, под которым происходят колебания вектора напряжённости электрического поля световой волны  $\mathbf{E}$ . В то же время состояний циркулярной поляризации света может быть только два: правоциркулярное и левоциркулярное. Вследствие этого на сфере Пуанкаре [20, 21] различным состояниям линейной поляризации света соответствует экватор, состоящий из бесконечного числа точек, а двум состояниям циркулярной поляризации света отвечают только две точки — северный и южный полюса.

Как было отмечено выше, статистические характеристики случайных неоднородностей в ОВС приводятся в работах [7, 8]. Напомним здесь только, что максимальная величина случайных кручений осей линейного двулучепреломления ОВС составляет около 1,75 рад/м, а длина корреляции случайных кручений — примерно 2 см. Для численных расчётов мы выбрали величины регулярного кручения световода  $\Theta_0 = 40$  рад/м (этому отвечает связанная с кручением длина поляризационных биений  $L_{\text{tw}} = 25$  мм) и  $\Theta_0 = 400$  рад/м ( $L_{\text{tw}} = 2,5$  мм). Таким образом, случаям  $\Theta_0 = 40$  и 400 рад/м соответствуют значения  $l_{\text{dep}}^{\text{tw}} \approx 10^4$  и  $10^5$  км.

Компоненты вектора напряжённости электрического поля в декартовых координатах  $x, y$  на выходе ОВС определяются соотношениями [8, 9, 16]

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \prod_{k=1}^N \mathbf{B}_k \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \exp(i\psi) \end{pmatrix} = \prod_{k=1}^N \mathbf{T}(-\alpha_k) \mathbf{M}_k \mathbf{T}(\alpha_{k-1}) \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \exp(i\psi) \end{pmatrix} = \\ = \mathbf{T}\left(-\sum_{k=1}^N \Theta_k l_k\right) \prod_{k=1}^N \mathbf{M}_k \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \exp(i\psi) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где

$$\mathbf{T}(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (7)$$

— матрица Джонса поворота на угол  $\alpha$ ,  $\alpha_k$  — угол ориентации медленной оси линейного двулучепреломления на выходе  $k$ -го случайного отрезка волокна (или, что то же самое, на входе  $(k+1)$ -го случайного отрезка; полагаем  $\alpha_0 = 0$ ),  $l_k$  — длина  $k$ -го случайного отрезка,  $\Theta_k$  — кручение осей линейного двулучепреломления на  $k$ -м случайном отрезке ( $\alpha_k - \alpha_{k-1} = \Theta_k l_k$ ),  $N$  — число случайных отрезков,

$$\begin{pmatrix} A_x \\ A_y \exp(i\psi) \end{pmatrix}$$

— нормированный вектор Джонса излучения на входе ОВС ( $A_x^2 + A_y^2 = 1$ ). Матрица Джонса  $\mathbf{M}_k$   $k$ -го случайного отрезка в сопровождающей кручение винтовой системе координат определяется выражением

$$\mathbf{M}_k = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\beta_k l_k}{2}\right) + i \frac{\beta_1}{\beta_k} \sin\left(\frac{\beta_k l_k}{2}\right) & \frac{2\Theta_k}{\beta_k} \sin\left(\frac{\beta_k l_k}{2}\right) \\ -\frac{2\Theta_k}{\beta_k} \sin\left(\frac{\beta_k l_k}{2}\right) & \cos\left(\frac{\beta_k l_k}{2}\right) - i \frac{\beta_1}{\beta_k} \sin\left(\frac{\beta_k l_k}{2}\right) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где  $\beta_1$  — двулучепреломление световода,  $\beta_k = \sqrt{\beta_1^2 + 4\Theta_k^2}$  — эллиптическое двулучепреломление  $\beta_e$  на  $k$ -м отрезке. Отметим, что поскольку кроме небольших случайных кручений у нас имеется регулярное кручение волокна, то  $\Theta_k = \Theta_0 + (1-g)\theta_k$ , где  $\Theta_0$  и  $\theta_k$  — величины регулярного и случайного кручений соответственно, а  $g$  — коэффициент фотоупругости материала, из которого изготовлен ОВС (плавленого кварца). Если кручение ОВС проводилось в холодном виде, то  $g \sim 0,065 \div 0,080$  [8, 9]. Однако поскольку кручение *spin*-световодов проводится в горячем виде в процессе вытяжки в зоне плавления заготовки, то при этом эффект фотоупругости не проявляется и далее при расчётах, будем полагать  $g = 0$ .

Для расчётов был выбран частный случай, когда импульс линейно поляризован. При этом рассматривались две ситуации: 1) на входе ОВС возбуждалась одна собственная (невозмущённая) линейно-поляризованная мода, ориентированная параллельно оси  $x$ , и 2) на входе ОВС возбуждались обе моды с равным весом. Моделирование проводилось для единственной реализации случайных неоднородностей в ОВС. Это было сделано по двум причинам [5, 6]. Во-первых, по усреднённому импульсу невозможно судить о форме одиночного импульса, а во-вторых, вычисления даже для одной реализации случайных неоднородностей в ОВС занимали много времени, т. к. при его длине  $z = 10^6$  км число случайных неоднородностей составляло величину порядка  $5 \cdot 10^{10}$ , а число спектральных компонент было выбрано равным 256, и, соответственно, было необходимо провести вычисления приблизительно с  $10^{13}$  матрицами Джонса [7, 8].

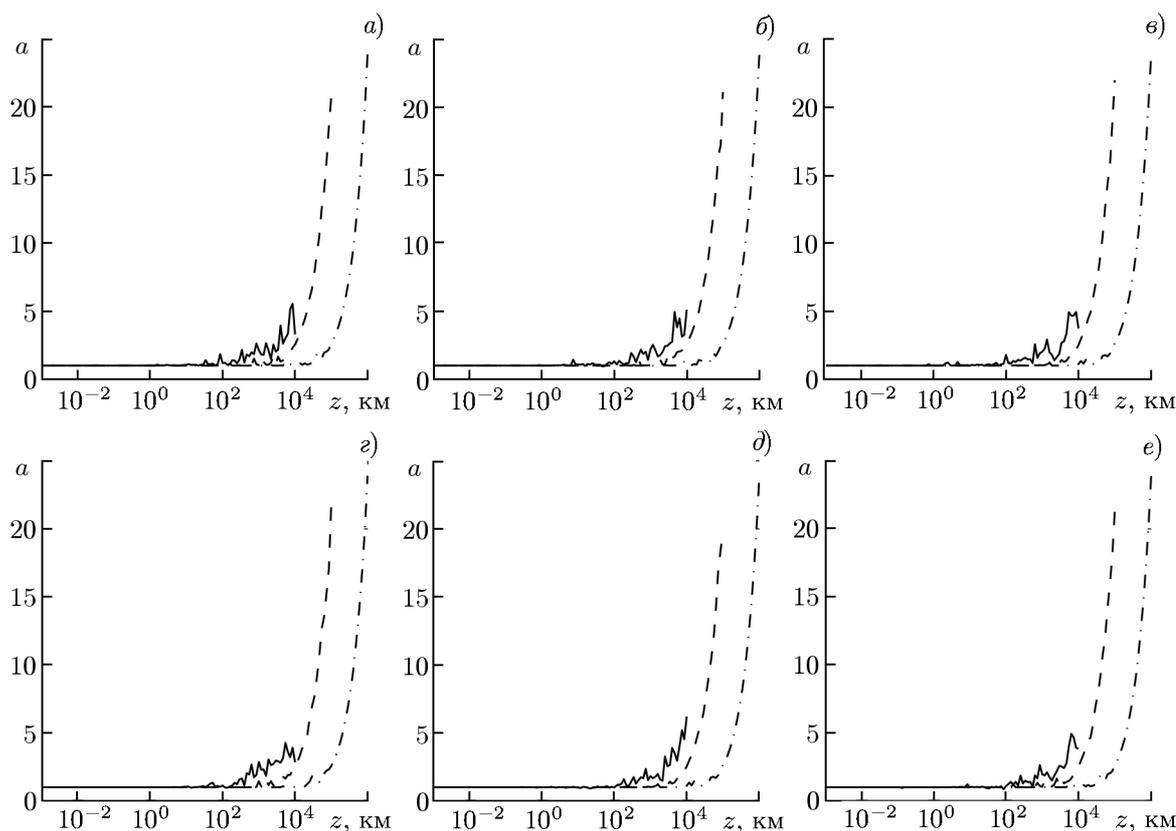


Рис. 1. Зависимости нормированной ширины импульса от длины ОВС для различных регулярных кручений  $\Theta_0$ : 0 рад/м (сплошная линия), 40 рад/м (штриховая линия), 400 рад/м (штрихпунктирная линия). Панели *a–в* соответствуют случаю, когда на входе ОВС возбуждалась одна собственная поляризационная мода, *г–е* — когда на входе ОВС возбуждались обе собственные поляризационные моды с равным весом. Панели *a* и *г* отвечают импульсу в моде, ориентированной параллельно оси *x*, *б* и *д* — в моде, ориентированной параллельно оси *y*, *в* и *е* — суммарному импульсу

В ходе расчётов находились ортогональные компоненты  $E_x$  и  $E_y$  электрического поля световой волны для каждой из спектральных компонент. Вычислялись спектры мощности импульса для различных длин ОВС: от 1 м до  $10^5$  км для случая  $\Theta_0 = 40$  рад/м и до  $10^6$  км для случая  $\Theta_0 = 400$  рад/м. Далее по спектрам с помощью преобразования Фурье восстанавливалась временная форма импульса и определялась его ширина. Таким образом, мы получили зависимости ширины импульса от длины ОВС. Высота импульса, в отличие от [5, 6], не вычислялась. Кроме того, здесь в отличие от [5] мы не будем приводить временные формы оптических импульсов и их спектры для различных длин ОВС, т. к. в данной работе мы рассматриваем длины ОВС, которые превосходят в 100 раз длины ОВС, рассмотренные в статье [5]. Такая информация существенно перегрузила бы работу.

На рис. 1 представлены зависимости ширины импульса от длины ОВС для случаев, когда на входе ОВС возбуждалась одна собственная поляризационная мода (см. рис. 1*a–в*) и обе собственные поляризационные моды с равным весом (см. рис. 1*г–е*). Рисунки 1*a* и *в* соответствуют поляризационной моде, ориентированной параллельно оси *x*, рис. 1*б* и *д* — поляризационной моде, ориентированной параллельно оси *y*, рис. 1*в* и *е* — суммарному импульсу. Сплошной линией на графиках изображены кривые, отвечающие случаю, когда регулярное кручение в ОВС отсутствует (эти результаты были получены нами в работе [5]), штриховой линией — кривые,

соответствующие регулярному кручению ОВС  $\Theta_0 = 40$  рад/м, штрихпунктирной — кривые, соответствующие  $\Theta_0 = 400$  рад/м.

Из рис. 1 видно, что чем больше регулярное кручение ОВС  $\Theta_0$ , тем при больших длинах ОВС начинается уширение импульса. В работе [5] нами было показано, что уширение импульса происходит по диффузному закону  $f_{\text{approx}}(z) = 1 + \sqrt{z/b}$ , где коэффициент  $b$  определялся методом наименьших квадратов. Анализ зависимостей ширины импульса от длины ОВС, проведённый в данной работе, показал, что уширение импульса в телекоммуникационных srun-световодах происходит не по диффузному, а по линейному закону:  $f_{\text{approx}}(z) = 1 + z/b_{\text{srun}}$ . Казалось бы, уширение оптического импульса по линейному закону должно происходить быстрее, чем по диффузному закону, но в действительности это не так. Из результатов [5] следует, что  $b \sim 1500$  км, а из результатов данной работы имеем, что даже при сравнительно небольшом кручении ( $\Theta_0 = 40$  рад/м)  $b_{\text{srun}} \approx 5000$  км. При более сильном кручении телекоммуникационного ОВС ( $\Theta_0 = 400$  рад/м)  $b_{\text{srun}} \approx 45000$  км.

## 2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В данном разделе мы приведём качественное объяснение необычного закона уширения сверхкоротких оптических импульсов в srun-световоде с очень слабым линейным двулучепреломлением и случайными неоднородностями.

Уширение сверхкоротких оптических импульсов в нескрученных световодах происходит по диффузному закону [5], и это имеет довольно простое физическое объяснение. Случайные неоднородности в волокне возникают главным образом из-за его случайных крутильных колебаний [7–9] при вытяжке из заготовки. В этом случае световод состоит из отрезков с случайными длиной и кручением, вызывающим наведённое циркулярное двулучепреломление. При этом величина и знак случайного кручения на соседних отрезках не коррелированы между собой. Среднее значение суммарного двулучепреломления, а следовательно и ПМД всего световода равны нулю, но среднеквадратичное отклонение суммарного двулучепреломления от среднего значения растёт пропорционально корню из числа случайных отрезков, т. е. пропорционально корню из длины световода.

Однако в srun-световоде зависимость ширины сверхкоротких оптических импульсов от длины ОВС имеет линейный характер. Для объяснения такой зависимости следует учесть различные нежелательные явления, обусловленные связью ортогональных поляризационных мод в ОВС со случайными неоднородностями при распространении в нём монохроматического излучения (дрейф нуля волоконного кольцевого интерферометра, предельная степень поляризации монохроматического излучения). Соответствующие параметры пропорциональны величине  $\sqrt{hl_{\text{dep}}}$  [7–9]. Здесь  $h$  — параметр сохранения поляризации в ОВС (так называемый  $h$ -параметр), имеющий размерность обратной длины и характеризующий относительную интенсивность излучения, перекачивающуюся на случайных неоднородностях ОВС из одной собственной поляризационной моды в другую на длине 1 м [8, 9]:

$$I_1(z) = \frac{1}{2} [1 + \exp(-2hz)], \quad I_2(z) = \frac{1}{2} [1 - \exp(-2hz)], \quad (9)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  — интенсивности собственных поляризационных мод ОВС с длиной  $z$  для случая, когда на входе ОВС возбуждена только первая мода<sup>2</sup>. В предположениях модели случайных неоднородностей, описанной в статье [7] (см. также [8, 9]), выражение для параметра  $h$  в нескрученных

<sup>2</sup> Выражения (9) являются приближёнными и описывают среднее значение относительной интенсивности излучения в обеих собственных поляризационных модах в зависимости от длины ОВС.

ОВС имеет вид

$$h = \frac{2}{3} \frac{\Theta_{\max}^2 \langle l \rangle}{1 + \beta^2 \langle l \rangle^2}, \quad (10)$$

где  $\Theta_{\max}$  — максимальная величина случайных кручений,  $\langle l \rangle$  — средняя длина отрезков волокна, на которых кручение считается постоянным, а  $\beta$  — невозмущённое линейное двулучепреломление ОВС. Для нескрученных телекоммуникационных ОВС  $h \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$  [5].

В скрученных телекоммуникационных ОВС ситуация гораздо сложнее. В нашей работе [15] после весьма громоздких вычислений, связанных с разложением матрицы когерентности распространяющегося в волокне излучения по базису собственных поляризационных мод ОВС, при условии  $z/\langle l \rangle \approx N \gg 1$  показано, что при  $\Theta_0 \neq 0$  существует не один, а три  $h$ -параметра. Первый из них, который в работе [15] обозначен  $h_2$ , соответствует традиционному  $h$ -параметру в случае отсутствия регулярного кручения и имеет тот же физический смысл, иными словами является декрементом экспоненциального изменения интенсивностей ортогональных эллиптических поляризационных мод в зависимости от длины волокна. Именно этот параметр, как показано в работе [15], играет основную роль в связи ортогональных эллиптических мод. Другие два  $h$ -параметра характеризуют период и декремент затухания осциллирующей интенсивности в ортогональных модах. Для реальных параметров линейного двулучепреломления, а также регулярного и случайного кручений ОВС осцилляции интенсивностей крайне невелики и очень быстро затухают (примерно на половине периода поляризационных биений) и, таким образом, практически не влияют на процессы связи поляризационных мод в ОВС [15]. В общем случае получить аналитическое выражение для величины  $h_2$  невозможно. Однако в статье [15] была найдена следующая асимптотическая формула для этого параметра при больших значениях регулярного кручения  $\Theta_0$ :

$$h_2 \approx \frac{\beta^2 \Theta_{\max}^2}{24 \langle l \rangle \Theta_0^4}. \quad (11)$$

Из неё видно, что при увеличении регулярных кручений параметр  $h_2$  убывает обратно пропорционально  $\Theta_0^4$ .

Из выражений (10) и (11) следует, что для тех значений параметров ОВС, которые мы использовали ( $\beta \approx 0,04 \text{ м}^{-1}$ ,  $\Theta_{\max} = 1,75 \text{ рад/м}$ ,  $\langle l \rangle = 0,02 \text{ м}$ ),  $h \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$  при отсутствии кручения ОВС,  $h_2 \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-1}$  для  $\Theta_0 = 40 \text{ рад/м}$  и  $h_2 \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-1}$  для  $\Theta_0 = 400 \text{ рад/м}$ , т. е.  $h_2 \ll h$ .

При рассмотрении зависимости степени поляризации немонахроматического излучения от длины ОВС и величины дрейфа нуля в волоконных кольцевых интерферометрах, как показано в статьях [7–9, 22–25], существуют две качественно различных ситуации:  $\sqrt{hl_{\text{dep}}} \ll 1$  и  $\sqrt{hl_{\text{dep}}} \geq 1$ . В первом случае различные нежелательные эффекты, обусловленные «перекачками» интенсивности света из одной собственной поляризационной моды ОВС в другую на случайных неоднородностях, сравнительно невелики. Кроме того, на соседних участках с длиной  $l_{\text{dep}}$  перекачавшееся излучение уже взаимно некогерентно, и эти участки можно рассматривать независимо. В этом случае можно сделать аналитические оценки степени поляризации немонахроматического излучения в ОВС и величины дрейфа нуля в волоконных кольцевых интерферометрах [7–9, 22–25]. Во втором случае нежелательные эффекты, обусловленные «перекачками» интенсивности света из одной собственной поляризационной моды ОВС в другую на случайных неоднородностях, достаточно велики. Оценки степени поляризации немонахроматического излучения в ОВС и величины дрейфа нуля в волоконных кольцевых интерферометрах можно сделать только с помощью численного моделирования случайных неоднородностей в ОВС [7–9].

Эти две различные ситуации имеют место и в рассматриваемой нами задаче. В обычных телекоммуникационных световодах, в которых отсутствует регулярное кручение,  $\sqrt{hl_{\text{dep}}} \approx 14$ , а

в телекоммуникационных *spun*-световодах при наличии сильного кручения  $\sqrt{h_2 l_{\text{dep}}^{\text{tw}}} \approx 0,2$  для  $\Theta_0 = 40$  рад/м и  $\sqrt{h_2 l_{\text{dep}}^{\text{tw}}} \approx 0,006$  для  $\Theta_0 = 400$  рад/м. Как видно из этих оценок, при отсутствии кручения ОВС условие  $\sqrt{h l_{\text{dep}}} \ll 1$  не выполняется, а при наличии сильного кручения — выполняется. В этом заключается существенное отличие обычных телекоммуникационных световодов и телекоммуникационных *spun*-световодов. Можно предположить, что именно с этим связано различие законов уширения сверхкоротких оптических импульсов в обычных световодах и *spun*-световодах. Этот вопрос нуждается в дополнительном рассмотрении. Отметим также, что в обычных телекоммуникационных световодах имеет место соотношение  $h^{-1} \ll z$ , а в телекоммуникационных *spun*-световодах, напротив,  $h^{-1} \gg z$ .

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на то, что *spun*-световоды были созданы ещё в начале 80-х годов прошлого века, их серийное производство было начато всего несколько лет назад, что связано с недопустимо высокими оптическими потерями в них, которые удалось снизить до приемлемого уровня только в последнее время. В настоящее время серийно производятся *spun*-световоды как с сильным, так и со слабым исходным (невозмущённым) линейным двулучепреломлением [18]. *Spun*-световоды с сильным исходным линейным двулучепреломлением производятся на длины волн света  $\lambda = 1310$  нм и  $\lambda = 1550$  нм [18]. При этом производителем гарантируются оптические потери света не более 5 дБ/км на длине волны  $\lambda = 1310$  нм и не более 3 дБ/км на длине волны  $\lambda = 1550$  нм [18]. Поскольку *spun*-световоды с сильным исходным линейным двулучепреломлением находят применение главным образом для создания датчиков тока и магнитного поля, длина которых не превышает нескольких метров, то и потери света в них вполне приемлемы. *Spun*-световоды со слабым исходным линейным двулучепреломлением производятся только на длину волны  $\lambda = 1310$  нм, и для них гарантируются оптические потери не более 5 дБ/км [18]. Уменьшить потери света можно переходом на длину волны  $\lambda = 1550$  нм и некоторым снижением кручения заготовки при вытяжке. Поскольку кручение световодов приводит к подавлению случайных неоднородностей, то, очевидно, телекоммуникационные *spun*-световоды имеют большое преимущество перед обычными телекоммуникационными световодами: они меньше уширяют сверхкороткие оптические импульсы.

В заключение сформулируем основные результаты работы:

1) Методом численного моделирования показано, что обусловленное ПМД увеличение ширины оптического импульса в телекоммуникационном *spun*-световоде происходит по линейному закону, определены параметры зависимости уширения импульса от длины ОВС.

2) Показано, что одинаковое увеличение ширины оптического импульса в телекоммуникационном *spun*-световоде должно происходить при существенно больших длинах ОВС, чем в нескрученном световоде. При дальнейшем увеличении длины ОВС уширение оптического импульса в телекоммуникационном *spun*-световоде будет происходить быстрее, чем в нескрученном световоде. Однако это неактуально, т. к. повышенное уширение импульса будет иметь место при длинах  $5\,000 \div 45\,000$  км, а длина телекоммуникационного световода, как правило, составляет не более 100 км (далее импульс поступает на вход оптического усилителя, где также проводится коррекция его формы). Следовательно, телекоммуникационные *spun*-световоды имеют преимущество перед нескрученными телекоммуникационными световодами.

3) Сформулировано условие, при котором уширение оптического импульса в телекоммуникационном *spun*-световоде меньше, чем в обычном (нескрученном) телекоммуникационном световоде.

4) Показано, что для телекоммуникационных спун-световодов выполняется условие  $\sqrt{hl_{\text{деп}}} \ll 1$ , тогда как в обычных телекоммуникационных световодах это неравенство неверно.

5) Показано, что в обычных телекоммуникационных световодах имеет место соотношение  $h^{-1} \ll z$ , а в телекоммуникационных спун-световодах, напротив,  $h^{-1} \gg z$ .

Авторы выражают благодарность В. М. Геликонову и Ю. А. Мамаеву за ряд полезных замечаний. Работа выполнена в рамках государственного задания (проекты 0035–2014–0018 и 0036–2014–0002).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дианов Е. М. // Квантовая электроника. 2000. Т. 30, № 8. С. 659.
2. Дианов Е. М. // Вестник РАН. 2001. Т. 70, № 11. С. 1010.
3. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Потапов В. Т., Чаморовский Ю. К. // Радиотехника. 2005. № 8. С. 9.
4. Дианов Е. М. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 1. С. 1.
5. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 4. С. 302.
6. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И., Шабанов Д. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55. № 12. С. 792.
7. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И., Шерешевский И. А. // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 83, № 5. С. 843.
8. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И. Поляризационные эффекты в кольцевых интерферометрах. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2008. 208 с.
9. Malykin G. B., Pozdnyakova V. I. Ring interferometry. Berlin: De Gruyter, 2013. 320 p.
10. Gordon J. P., Kogelnik H. // Proc. Nat. Acad. Sci. 2000. V. 97, No. 9. P. 4541.
11. Гинзбург В. Л. // Журн. техн. физ. 1944. Т. 14, No. 3. С. 181.
12. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // Успехи физ. наук. 1983. Т. 141, No. 2. С. 257.
13. Листвин В. Н., Потапов В. Т., Трещиков В. Н., Шаталин С. В. Обратная задача в поляризационной поляриметрии: Препринт ИРЭ РАН № 1 (622). Москва, 1998. 24 с.
14. Laming R. I., Payne D. N. // J. Lightwave Techn. 1989. V. 7, No. 12. P. 2084.
15. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И., Шерешевский И. А. // Опт. спектроскопия. 2000. Т. 88, № 3. С. 477.
16. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И. // Опт. спектроскопия. 2000. Т. 89, № 2. С. 299.
17. Окоси Т., Окамото К., Оцу М. и др. Волоконно-оптические датчики. Л.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
18. Spun LoBi Fiber // [sphotronics.ru/.../dccb781d6a0a34ab8c9a076a96575785.pdf](http://sphotronics.ru/.../dccb781d6a0a34ab8c9a076a96575785.pdf)
19. Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В., Миронов Ю. М., Зайцев В. Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 1998. Т. 62, № 2. С. 362.
20. Шерклифф У. Поляризованный свет. М.: Мир, 1965. 264 с.
21. Малыкин Г. Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 3. С. 265.
22. Burns W. K., Moeller R. P., Chen C. L. // J. Lightwave Techn. 1983. V. LT-1, No. 1. P. 44.
23. Burns W. K., Moeller R. P. // J. Lightwave Techn. 1984. V. LT-2, No. 4. P. 430.
24. Залогин А. Н., Козел С. М., Листвин В. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 2. С. 243.
25. Козел С. М., Листвин В. Н., Шаталин С. В., Юшкайтис Р. В. // Опт. спектроскопия. 1986. Т. 60, № 6. С. 1295.

Поступила в редакцию 17 октября 2017 г.; принята в печать 25 апреля 2018 г.

**INFLUENCE OF THE POLARIZATION MODE DISPERSION  
ON THE PROPAGATION OF ULTRASHORT OPTICAL PULSES IN SPUN LIGHT  
GUIDES WITH VERY LOW LINEAR BIREFRINGENCE AND RANDOM  
INHOMOGENEITIES**

*G. B. Malykin and V. I. Pozdnyakova*

Although the spun light guides were developed in early 1980s, their serial production has started only a few years ago. At present, the spun light guides with both high and low own (nonmodified) linear birefringence are produced. The former are used for creating the sensors of various physical parameters, mainly, current and magnetic field. The latter are very promising for use in fiber communication lines, since they have a considerable advantage over the conventional telecommunication light guides. In this work, we consider the influence of the polarization mode dispersion due to random inhomogeneities in the single-mode fiber light guides (SMLGs) on the propagation of ultrashort optical pulses in the fiber communication lines, which are based on the SMLGs with very low linear birefringence and high regular torsion (such SMLGs are called telecommunication spun light guides). The dependences of evolution of the envelope function of the ultrashort optical pulses and their spectra on the length of a spun light guide with very low linear birefringence and random inhomogeneities are obtained by the numerical-simulation method. It is shown that an increase in the pulse width is proportional to the SMLG length rather than occurs as per the diffuse law as it is the case in the absence of torsion. It is established that the pulse widening to a certain (rather large) length with increasing length of the spun light guide occurs much slower than that in the untwisted light guides and faster for very large lengths. Although the relative intensity of radiation that is pumped from one orthogonal polarization mode to another over the depolarization length of nonmonochromatic radiation in the telecommunication spun light guides is small compared with unity, the reverse situation is observed in the conventional telecommunication light guides.