

СПИРАЛЬНЫЕ ОДНОМОДОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛОКНА  
КАК КОМПЕНСАТОРЫ ДИСПЕРСИИ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВСПИРАЛЬНІ ОДНОМОДОВІ ОПТИЧНІ ВОЛОКНА  
ЯК КОМПЕНСАТОРИ ДИСПЕРСІЇ ІМПУЛЬСНИХ СИГНАЛІВSPIRAL SINGLE-MODE FIBERS AS DISPERSION  
COMPENSATORS OF PULSE SIGNALS

**Аннотация.** Рассмотрена потенциальная возможность компенсации хроматической и поляризационной дисперсий импульсных сигналов на основе спиральных одномодовых оптических волокон.

**Анотація.** Розглянута потенційна можливість компенсації хроматичної і поляризаційної дисперсій імпульсних сигналів на основі спіральних одномодових оптичних волокон.

**Summary.** It was shown potential possibility of compensation chromatic and polarize dispersions of pulse signals by helical single-mode fibers.

При распространении импульсных оптических сигналов по волоконно-оптическим линиям передачи они испытывают затухание и дисперсию. С внедрением оптических усилителей скорость и дальность передачи ограничиваются в основном дисперсией – материальной, волноводной и поляризационной, а также другими видами дисперсий, связанных с неоднородностями волоконно-оптического тракта. В таких условиях все более актуальной становится проблема компенсации первых трех видов дисперсии на усилительных и регенерационных участках. К настоящему времени разработано значительное количество методов и устройств компенсации дисперсии, включаемых непосредственно в линейный тракт, которые наряду с компенсацией дисперсии дополнительно искажают импульсы за счет вносимых ими потерь, поляризационной дисперсии, нелинейных эффектов и т.д. Достаточно подробный обзор методов и устройств компенсации только хроматической дисперсии (материальной плюс волноводной) дисперсии дан в [1]. Описанные устройства зачастую являются достаточно сложными, трудно изготавливаемыми и, следовательно, достаточно дорогими, а иногда и трудно стыкуемыми с одномодовыми оптическими волокнами (ОМОВ). Учитывая все это и то, что уже достаточно подробно исследованы передаточные характеристики спиральных одномодовых оптических волокон (СОМОВ), поэтому **цель статьи** – рассмотреть потенциальную возможность использования анизотропии СОМОВ для компенсации основных вышеуказанных трех видов дисперсии. В первую очередь обратимся к микроструктуре кварцевого стекла. Кварцевые стекла, образующие основу прямолинейных изотропных идеально круглых одномодовых оптических волокон, состоят из анизотропных молекул и других структурных элементов, в частности микрокристаллов, оси которых хаотически ориентированы в пространстве. Макроскопическая анизотропия в них сглаживается лишь статистически. Профиль диэлектрической проницаемости  $\epsilon(r)$  в таких ОМОВ при совершенной технологии производства можно считать симметричным относительно оси и зависящим только от радиальной координаты  $r$  и частоты  $\omega$ . Основными модами, переносящими информационные сигналы в таких ОМОВ, являются две взаимоортогональные  $HE_{11}$ - волны, с произвольно сориентированными в поперечном сечении поляризациями. Если волноводная структура ОМОВ идеально симметрична, то обе волны с взаимоортогональной поляризацией имеют одинаковый коэффициент распространения  $\beta_{01}$ , переносят равные значения энергии сигналов и не различаются. Именно по этой причине такие волокна называются одномодовыми. Однако в реальных оптических волокнах вследствие случайных промышленных дефектов, эллиптичности и эксцентриситета сечения сердечника ОМОВ возникает осевая асимметрия, при которой коэффициенты распространения двух взаимоортогональных волн становятся различными. Кроме того, на практике при случайных изгибах ОМОВ во время их укладки в кабель и возмущениях, вследствие температурных колебаний и вибраций окружающей среды (при прокладке оптических кабелей вдоль транспортных автомобильных или железных дорог) возникает

случайно распределенная по длине ОМОВ анизотропия свойств, вследствие чего скорости распространения указанных волн по длине различаются. Происходит из-за этого взаимное преобразование энергий оптических импульсных сигналов, переносимых указанными волнами, изменяются вдоль волокна их поляризации, порождаются дополнительно как хроматическая и поляризационная дисперсии сигналов, так и межсимвольные их искажения.

Экспериментально доказано [2], что вредное влияние указанных случайных факторов частично устраняется вследствие проявления фотоупругого эффекта, упорядочивающего его молекулярную и микрокристаллическую структуру стекла в ОМОВ при его разумном регулярном изгибе по спирали при укладке в ОК. Таким образом, проблема минимизации случайной анизотропии стекла в ОМОВ и вызванных ею проявлений случайной по времени хроматической дисперсии оптических импульсных сигналов может быть частично решена преднамеренно создаваемой искусственной анизотропией, связанной с механическими напряжениями в ОМОВ и последующим изменением тензора диэлектрической проницаемости, возникающими при укладке его по спирали в оптический кабель или компенсатор дисперсии на его основе. В поперечных сечениях регулярно спирально-изогнутых СОМОВ возникают устойчивые выделенные направления минимаксных значений деформаций или диэлектрической проницаемости, определяющие поляризацию распространяющихся взаимно-ортогональных волн [3] как функции  $A = p/4\pi R$ , где  $p$  и  $R$  – шаг и радиус спирально изогнутой оси СОМОВ. Волну  $HE_{11}$ , электрическое поле которой в поперечном сечении СОМОВ сориентировано вдоль выделенных направлений минимаксных значений деформаций материала (сжатия или растяжения) вследствие спирального изгиба, будем называть необыкновенной (экстраординарной) и индексировать  $HE_{11}^e$ , или просто  $\vec{e}$ . Волну  $HE_{11}^o$ , пространственно ортогональную волне  $HE_{11}^e$ , будем называть обыкновенной (ординарной) и индексировать  $HE_{11}^o$ , или просто  $\vec{o}$ . Вдоль СОМОВ поляризации указанных волн упорядоченно вращаются относительно оси кабельного сердечника с угловой скоростью намотки волокна  $2\pi/p$  оставаясь взаимноортогональными. Углы поляризации необыкновенной волны  $\vec{e}$  и соответственно волны  $\vec{o}$  определяются в виде [3]

$$\varphi^e = -\arctg(p/4\pi R) = -\arctg A; \quad \varphi^o = \varphi^e \pm \pi/2, \quad (1)$$

отсчитываемые в поперечном сечении СОМОВ от оси  $\vec{x}$ , соединяющей по нормали ось волокна и ось кабельного сердечника. Вследствие изгиба указанные волны, переносящие импульсные сигналы, перемещаются вдоль СОМОВ с различными фазовыми коэффициентами распространения [4], определяемыми в виде

$$\beta_1^e(r, \varphi) = \beta_{10} \sqrt{\frac{\varepsilon^e(r, \varphi)}{\varepsilon(r)}}; \quad \beta_1^o(r, \varphi) = \beta_{10} \sqrt{\frac{\varepsilon^o(r, \varphi)}{\varepsilon(r)}}, \quad (2)$$

где  $\beta_{10}$  – частотно зависимый коэффициент распространения волны  $HE_{11}$  до изгиба ОМОВ;  $\varepsilon^e(r, \varphi)$ ,  $\varepsilon^o(r, \varphi)$  – функции диэлектрических проницаемостей для необыкновенной и обыкновенной основных волн соответственно в СОМОВ в плоскостях их поляризаций, определяемые безразмерным параметром  $A = p/4\pi R$ , полученные в [3];  $\varepsilon(r)$  – частотно зависящая диэлектрическая проницаемость материала ОМОВ до изгиба.

Различие фазовых коэффициентов (3) для  $e$ - и  $o$ - волн свидетельствует о различии хроматических дисперсий переносимых ими импульсных сигналов, пропорциональных вторым производным по частоте от выражений (3) соответственно. Кроме этого, существует еще и поляризационная дисперсия, обусловленная различием группового времени их распространения. При строго когерентной оптической несущей частоте поляризационная дисперсия сигналов, переносимых этими волнами, на единицу длины может быть определена как разность их групповых задержек (времени распространения) и в соответствии с [5] записана в полярных координатах в форме:

$$\Delta\tau_1 = \tau_1^e - \tau_1^o = \frac{\partial\beta_1^e}{\partial\omega} - \frac{\partial\beta_1^o}{\partial\omega} \approx \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial\omega} \left( \frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right) \left[ (vr - 2\alpha r) \cos\varphi + vr \sin\varphi + \alpha^2 r^2 \cos\varphi \right] \quad (3)$$

где  $\cos(\arctg A) = 1/\sqrt{1+A^2}$ ;  $\sin(\arctg A) = A/\sqrt{1+A^2}$ ;

$$\kappa = \frac{1}{R(1+4A^2)}, \quad \nu = \frac{2}{R} \frac{A}{1+4A^2} - \text{соответственно кривизна и кручение оси ОМОВ.}$$

Для частично когерентного лазерного источника излучения с полосой частот  $\Delta\omega = 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$ , где  $\Delta\lambda$  – ширина спектральной линии, а  $\lambda$  – центральная длина волны излучения, выражение для поляризационной дисперсии, обусловленной спиральностью изгиба СОМОВ, запишется в виде:

$$\Delta\sigma = \Delta\omega \frac{\partial(\Delta\tau_1)}{\partial\omega} = \frac{1}{2} \Delta\omega \frac{\partial^2}{\partial\omega^2} \left( \frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right) [\bullet], \quad (4)$$

где  $[\bullet]$  – выражение в квадратной скобке в (3).

Теперь полную удельную по длине дисперсию импульсных сигналов в ОМОВ, уложенном в оптический кабель или компенсатор дисперсии, можно представить как сумму хроматической дисперсии  $\sigma_{xp}$  в прямолинейном изотропном ОМОВ до изгиба его в спираль [4]

$$\sigma_{xp} = \Delta\omega \frac{\partial^2}{\partial\omega^2} \left( \frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right) \quad (5)$$

и прибавки  $\Delta\sigma$ , в соответствии с (4) обусловленной изгибом и кручением его при укладке в спираль

$$\sigma = \sigma_{xp} + \Delta\sigma = \Delta\omega \frac{\partial^2}{\partial\omega^2} \left( \frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right) \left\{ 1 + \frac{1}{2} [\bullet] \right\}. \quad (6)$$

Важно отметить, что как разность групповых задержек (3), так и изменение хроматической и поляризационной дисперсий (4) вместе взятых, вследствие спирального изгиба могут приобретать в зависимости от кривизны и кручения СОМОВ положительные, отрицательные и нулевые значения, определяемые выражением  $[\bullet]$ , которые можно использовать для коррекции (компенсации) дисперсии импульсных сигналов, передаваемых по СОМОВ, содержащих значительные нерегулярности, вносящие искажения фазо-частотных и амплитудно-частотных характеристик.

Указанные изменения характеристик ОМОВ вследствие изгиба по спирали проявляются в изменении (искажении) формы огибающей импульсных сигналов, определяемом одновременно изменениями и хроматической, и поляризационной дисперсиями, а также измененными межсимвольными помехами.

Рассмотренные выше пространственно-частотно-временные изменения сигнала необходимо еще дополнить изменениями, обусловленными переходными процессами между волнами взаимно-ортогональных поляризаций, состоящими в невязимном обмене энергиями переносимых ими импульсных сигналов в зависимости от параметра  $A = p/4\pi R$  [6, 7].

В работе [6] рассмотрены невязимные влияния волн в СОМОВ и показана возможность управления длительностями “обыкновенного” и “необыкновенного” сигналов в зависимости от параметра  $A$  при укладке СОМОВ в оптический кабель или оптический корректор-компенсатор дисперсии. Например, если изменять  $0 < A < 0,3$ , то при этом укорачивается как передний, так и задний фронты суммарного сигнала, переносимого одновременно обеими взаимно-ортогональными волнами, что осуществляется одновременным уменьшением как хроматической, так и поляризационной дисперсий.

Если необходимо компенсировать, например, только поляризационную дисперсию в тракте передачи, то в таком случае необходим корректор-оптическая линия задержки (ОЛЗ) на основе СОМОВ с  $A \rightarrow 0$  [6], в которой будут по-разному распространяться обе волны  $HE_{11}^e$  и  $HE_{11}^o$ , переходные влияния между которыми будут отсутствовать, разность их групповых задержек импульсных сигналов будет обеспечиваться максимальной по абсолютной величине. Знаки разностей групповых задержек и схемы включения ОЛЗ в тракт передачи будут рассмотрены дополнительно.

Таким образом, изгиб ОМОВ в спираль, характеризуемую параметром  $0 \leq A = p/4\pi R < \infty$ , изменяет параметры и дисперсионные искажения так, что на основе разноизменности знаков и их изменения возможен синтез волоконно-оптического тракта передачи импульсных сигналов с минимальным значением или хроматической, или поляризационной дисперсий, или с минимальным значением межсимвольных искажений. Такие решения можно реализовать в виде оптического кабеля

с необходимым значением параметра  $A = p/4\pi R$  спиральной укладки ОМОВ или в виде отдельной катушки-компенсатора хроматической дисперсии или, наконец, в виде катушки - оптической линии задержки одной из взаимоортогональных волн переносящих импульсный сигнал.

В заключение можно сказать следующее. В статье рассмотрено потенциальную возможность компенсации хроматической и поляризационной дисперсии импульсных сигналов на основе СОМОВ.

### **Литература**

1. Бурдин В.А. Компенсация хроматической дисперсии на регенерационных участках линий передачи сетей связи / В.А. Бурдин // Электросвязь. – М. – 2006. – № 7.
2. Пауличка И. Измерение поляризационных свойств одномодовых оптических волокон / И. Пауличка, В. Сохор // Известия Академии наук СССР. – Сер. физическая. – Т.52. – № 6. – 1988.– С. 1202 – 1204.
3. Макаров Т.В. Поляризующие свойства напряженных волоконных световодов / Т.В. Макаров // Информатика и связь. – К.: Техника. – 1995. – С. 18 – 23.
4. Макаров Т.В. Метод определения волн в изогнутых световодах / Т.В. Макаров // Праці УНДІРТ. – Одеса. – 1996.– № 1(5). – С. 82 – 91.
5. Макаров Т.В. Передаточные характеристики изогнутых волоконных световодов / Т.В. Макаров // Праці УНДІРТ. – Одеса. – 1998.– № 1(13). – С. 13 – 23.
6. Макаров Т.В. Невзаимные влияния волн и сигналов в спиральных одномодовых волоконных световодах ч. 1 и 2 / Т.В. Макаров // Праці УНДІРТ. – Одеса. – 2004.– № 2(38). – С. 23 – 34.
7. Макаров Т.В. Пространственно-поляризационные процессы в спиральных одномодовых ВС / Т.В. Макаров // Праці УНДІРТ. – Одеса. – 2005.– № 4(44). – С. 37 – 40.