

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ
ИЗОГНУТЫХ ПО СПИРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

EXPLORATION OF ANISOTROPY OF SPIRAL CURVED OPTICAL FIBER

Аннотация. Исследована зависимость элементов тензора диэлектрической проницаемости изогнутого по спирали волоконного световода, переходного затухания на участках оптического волокна, равных длине биения и 1 км от параметров спирали: кривизны и кручения.

Summary. An inductive capacity tensor element of spiral curved optical fiber dependence on curl characteristics, such as curvature and spinning, was explored. Transient attenuation on one kilometre spacing and spacing equal of beating length was also explored.

В настоящее время для использования свойства анизотропии, обусловленной механическими напряжениями, в волоконно-оптических системах передачи необходимо располагать полной информацией о таких данных, как особенности тензора диэлектрической проницаемости, взаимосвязи между обыкновенной HE_{11}^o и необыкновенной HE_{11}^e волнами, влиянии фотоупругости на основные параметры оптических волокон: затухание и дисперсию. Для решения этой проблемы необходим всесторонний анализ всех свойств световодов, находящихся под влиянием механических напряжений. На данный момент эти свойства известны лишь частично, потому исследования в этом направлении представляют большой научный и практический интерес.

Оптической анизотропией называется зависимость оптических свойств среды от направления распространения волны и ее поляризации. Она обусловлена зависимостью диэлектрических или магнитных свойств среды от направления [1].

В работах [2, 3 и 4] проведены исследования элементов тензора диэлектрической проницаемости ϵ изогнутого по спирали оптического волокна (ОВ) в зависимости от шага и радиуса спирали. В работе [5] показано, что на протяжении всей длины спирального одномодового волоконного световода (СОМВС) происходит обмен мощностями между волнами HE_{11}^e и HE_{11}^o , а также исследована поляризационная дисперсия. В работах [6, 7] исследованы перетоки мощностей между HE_{11}^o и HE_{11}^e волнами на участке, равном полудлине биения.

Однако в вышеперечисленных работах не получена прямая зависимость значений элементов тензора диэлектрической проницаемости СОМВС от коэффициента А, который выражает связь между параметрами спирали (кривизной и кручением) и углами поляризаций HE_{11}^o и HE_{11}^e волн. А также не до конца проведен анализ переходного затухания в СОМВС: не исследованы переходное затухание на целом участке длины биения и не рассчитаны оптимальные значения параметров спирали для передачи сигнала на большие расстояния.

Целью данной работы является исследование тензора диэлектрической проницаемости, переходного затухания при перекачке мощности между волнами HE_{11}^e и HE_{11}^o на полудлине биения ξ_1 , а также переходного затухания на участках оптического волокна (ОВ) и параметров спирали. Для исследования выбран диапазон рабочих длин волн 1,565 ... 1,625 мкм.

1. Определение элементов тензора диэлектрической проницаемости. Углы наклона HE_{11}^e и HE_{11}^o волн к оси x , вращающейся с угловой скоростью намотки спиральной линии φ^e и φ^o составляют:

$$\varphi^e = -\arctg \frac{\rho}{4\pi R}; \quad \varphi^o = \varphi^e + \frac{\pi}{2}, \quad (1)$$

где R – радиус спирали; ρ – шаг скрутки, направления перекачки мощности изменяются на противоположные через равные интервалы, называемые полудлинами биений ξ_m , значение которых определяется соотношением:

$$\xi_m = \frac{m\pi}{|\beta_1^e - \beta_1^o|}, \quad (2)$$

где β_1^e, β_1^o – фазовые коэффициенты распространения необыкновенной и обыкновенной волн соответственно; m – целое число, которое показывает количество состоявшихся перекачек мощности до участка ОВ, которое рассматривается и направление перекачки, при $m = \pm 1; \pm 3; \pm 5 \dots$ мощность будет перекачиваться из волны HE_{11}^e в волну HE_{11}^o , а при $m = \pm 2; \pm 4; \pm 6 \dots$ наведенная мощность волны HE_{11}^o будет перекачиваться обратно в волну HE_{11}^e .

Проведем анализ зависимости элементов тензора ε_{ij} от коэффициента $A = \frac{\rho}{4\pi R}$ в системе координат r, φ, z . Диагональные элементы тензора $\varepsilon_{rr}, \varepsilon_{\varphi\varphi}, \varepsilon_{zz}$ определяются соотношениями [4]:

$$\varepsilon_{rr} = \varepsilon_{\varphi\varphi} = \varepsilon(r), \quad (3)$$

где $\varepsilon(r)$ – диэлектрическая проницаемость изотропного ОВ;

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon(r) - 2\chi r \cdot \cos \varphi + \chi^2 r^2 \cdot \cos^2 \varphi + \nu^2 r^2, \quad (4)$$

где параметры χ и ν называются кривизной и кручением спиральной оси ξ соответственно и определяются соотношениями:

$$\chi = \frac{R}{R^2 + (\rho/2\pi)^2}; \quad (5)$$

$$\nu = \frac{\rho}{2\pi} \cdot \frac{1}{R^2 + (\rho/2\pi)^2}. \quad (6)$$

Недиагональные элементы:

$$\varepsilon_{r\varphi} = \varepsilon_{\varphi r} = \varepsilon_{rz} = \varepsilon_{zr} = 0; \quad (7)$$

$$\varepsilon_{\varphi z} = \varepsilon_{z\varphi} = -\nu r. \quad (8)$$

Элементы тензора ε_{ij} , расположенные на главной диагонали, характеризуют распределение диэлектрических проницаемостей вдоль оси i , обусловленные механическими деформациями в этом направлении (сжатием или растяжением). При этом сжатию соответствуют положительные значения элементов тензора, что приводит к увеличению ε_{ij} в направлении данной координаты, а растяжению – уменьшение элементов ε_{ij} вдоль данной координаты [4].

В работе [6] приведены выражения для определения параметров кривизны и кручения через коэффициент A :

$$\nu = \frac{2}{R} \cdot \frac{A}{1 + 4A^2}; \quad (9)$$

$$\chi = \frac{1}{R(1 + 4A^2)}. \quad (10)$$

Представляет интерес зависимость величины ε_{zz} от коэффициента A , так как от A зависит полудлина биения ξ_m и величина перетока мощности на каждой из полудлин биений [6, 7].

Подставив выражения (9), (10) в формулу для определения элемента тензора ε_{zz} (4), учитывая, что $r = \frac{w}{\sqrt{2}}$, получим выражение для ε_{zz} :

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon(r) - \frac{\sqrt{2}w \cos \varphi}{R(1 + 4A^2)} + \frac{w^2 \cos^2 \varphi}{2R^2(1 + 4A^2)^2} + \frac{2A^2 w^2}{R^2(1 + 4A^2)}. \quad (11)$$

Радиус модового поля w волны HE_{11} в изотропном прямолинейном ВС представляется в виде [6]:

$$w = \frac{a}{\sqrt{V-1}}; V = \frac{2\pi a}{\lambda} \cdot NA, \quad (12)$$

где a – радиус ОВ; λ – длина волны передаваемого сигнала; NA – числовая апертура стекла ОВ.

Элементы $\varepsilon_{z\varphi}$, $\varepsilon_{\varphi z}$ можно представить в следующем виде:

$$\varepsilon_{z\varphi} = \varepsilon_{\varphi z} = -\frac{2w}{\sqrt{2R}} \cdot \frac{A}{1+4A^2}. \quad (13)$$

Произведены расчеты $\varepsilon_{zz}(A)$, $\varepsilon_{\varphi z}(A) = \varepsilon_{z\varphi}(A)$ для длин волн 1,565 мкм, 1,595 мкм и 1,625 мкм, материал – чистый кварц, $A = 0 \dots 1$, радиус спирали $R = 2$ мм. Результаты расчетов представлены в виде графиков на рис. 1. и рис. 2.

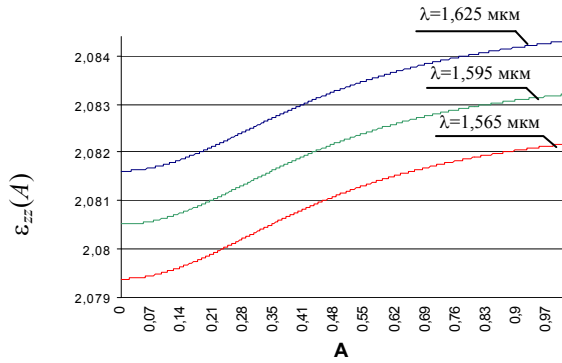


Рисунок 1 – Зависимость элемента тензора ε_{zz} от A

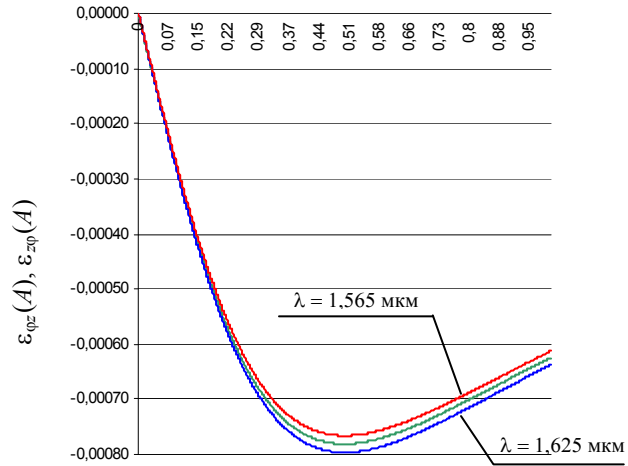


Рисунок 2 – Зависимость элементов тензора $\varepsilon_{\varphi z}$, $\varepsilon_{z\varphi}$ от A

При увеличении A значения ε_{zz} стремятся к величине диэлектрической проницаемости изотропного ОВ $\varepsilon(r)$ (для $\lambda = 1,565$ мкм $\varepsilon(r) = 2,084683$, для $\lambda = 1,595$ мкм $\varepsilon(r) = 2,083634$, для $\lambda = 1,625$ мкм $\varepsilon(r) = 2,082573$), так как при этом уменьшается роль второго, третьего и четвертого слагаемых в выражении (11). Согласно (9), при $A > 1$, уменьшается кривизна ОВ, уменьшается значение недиагональных элементов $\varepsilon_{\varphi z}$, $\varepsilon_{z\varphi}$ (согласно (8)). Следовательно, при увеличении коэффициента A диагональные элементы тензора становятся равными $\varepsilon(r)$, а недиагональные стремятся к нулю, то есть СОМВС по своим характеристикам приближается к изотропному.

3. Переходное затухание в СОМВС. В данной работе рассмотрены потери, обусловленные исключительно анизотропией ОВ и не берутся во внимание затухания из-за рэлеевского рассеивания, резонансного поглощения поля в сердцевине и оболочке, излучения в открытое пространство.

Значение полудлины биения можно рассчитать используя выражение [6]:

$$\xi_1 = \frac{\sqrt{2}\lambda n_1 R}{w} \cdot \frac{(1+4A^2)\sqrt{1+A^2}}{|A^2+A-1|}. \quad (14)$$

Получены выражения для расчетов переходных затуханий как при перекачке мощности из волны HE_{11}^e в волну HE_{11}^o $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$ на участке полудлины биения [6]:

$$\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1) = 10 \lg \frac{\sqrt{2}\lambda n_1}{w} \cdot \frac{A\sqrt{1+A^2}}{|A^2+A-1|} \cdot \{ \}^{eo}, \quad (15)$$

так и, наоборот, из волны HE_{11}^o в волну HE_{11}^e $\alpha_{n1}^{oe}(\xi_1)$ [7]:

$$\alpha_{n1}^{oe}(\xi_1) = 10 \lg \frac{\sqrt{2}\lambda n_1}{w} \cdot \frac{A\sqrt{1+A^2}}{A^2-A+1} \cdot \{ \}^{oe}, \quad (16)$$

где $\{ \}^{eo}$ – выражение в фигурной скобке в формуле (29) работы [6]; $\{ \}^{oe}$ – выражение в фигурной скобке в формуле (35) работы [7]. Данные выражения в силу их громоздкости здесь не приводятся.

Переходные затухания являются произведениями функций спектральной зависимости переходных затуханий основных волн, геометрии изгиба и углов поляризации материала. Последние

две функции зависят от безразмерного параметра A , от которого зависит также значение полудлины биения (14). Пройдя длину $2\xi_1$ мощность перекачается из одной волны в другую и перекачается обратно, в исходную волну. Потери на 1 км линии будут составлять:

$$\alpha_{n1}(1 \text{ км}) = \frac{1000 \cdot (\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1) + \alpha_{n1}^{oe}(\xi_1))}{2\xi_1}. \quad (17)$$

Результаты расчетов показали, что переходные затухания на длине $2\xi_1$ и на длине 1 км в зависимости от A имеют характер, показанный соответственно на рис. 3 и 4.

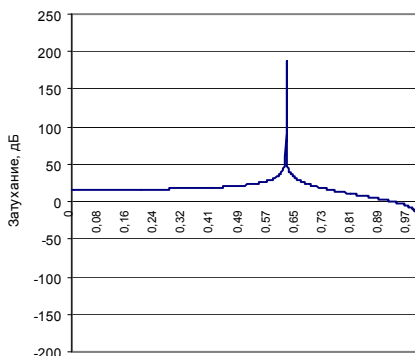


Рисунок 3 – Зависимость переходного затухания на длине $2\xi_1$ от A

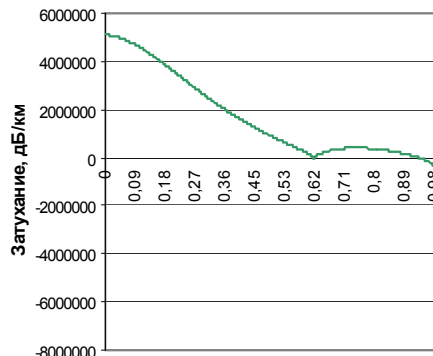


Рисунок 4 – Зависимость переходного затухания на длине 1 км от A

При $A \rightarrow 0,6179999\dots$ величина $\alpha_{n1}(2\xi_1) \rightarrow \infty$, но при этом $\xi_1 \rightarrow \infty$, так как знаменатель в выражении (14) при этом стремится к нулю, это объясняется тем, что коэффициенты фазы для обыкновенной (β_1^o) и необыкновенной (β_1^e) волн приблизительно равны друг другу и их разность является минимальной, однако материал СОМВС при этом анизотропен. Следовательно, при этом значении A на длине в 1 км мощность не успеет перекачаться из одной волны в другую. Как показали расчеты, потери на 1 км будут минимальными при $A \approx 0,618$ и при $A > 0,931$. Для обеспечения минимальных переходных затуханий, необходимо, чтобы значение A было близко к единице ($\rho \approx 4\pi R$). При этом практически не перетекает мощность из одной волны в другую.

В заключение отметим следующее: как показал анализ зависимости элементов тензора диэлектрической проницаемости от коэффициента $A = \frac{\rho}{4\pi R}$, при увеличении этого коэффициента уменьшается роль анизотропии. Исследованы переходные затухания при перетекании мощности сигналов, показано при каких значениях A потери будут минимальными. В данной работе проведен качественный анализ полученных выражений и дана количественная оценка полученных результатов для одного конкретного случая. Результаты исследований могут быть использованы в разработках направленных ответвителей, оптических изоляторов (вентилей), модуляторов света, компенсаторов дисперсии.

Литература

1. Корнейчук В.И., Макаров Т.В., Панфилов И.П. Оптические системы передачи. – К.: Техніка, 1994. – 388 с.
2. Макаров Т.В. Анизотропия изогнутых волоконных световодов // Труды УНИИРТ. – Одесса, 1995. – № 1. – С. 103 – 106.
3. Макаров Т.В. Волоконный световод с упорядоченной вращающейся микроструктурой стекла // Праці УНДІРТ. – Одеса, 1999. – №2(18).
4. Одинцов Н.Н., Заяц А.П., Орешков В.И. Исследование диэлектрической проницаемости изогнутых по спирали оптических волокон // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – Одеса, 2001. – №3.
5. Макаров Т.В. Передаточные характеристики изогнутых волоконных световодов // Праці УНДІРТ. – Одеса, 1998. – №1 (13). – С. 13-23.
6. Макаров Т.В. Невзаимные влияния волн и сигналов в спиральных одномодовых волоконных световодах. Часть I // Праці УНДІРТ. – Одеса, 2004. – Вип. 2 (38). – С. 23-29.
7. Макаров Т.В. Невзаимные влияния волн и сигналов в спиральных одномодовых волоконных световодах. Часть II // Праці УНДІРТ. – Одеса, 2004. – Вип. 2 (38). – С. 29-34.