

ВОЛОКОННО-ОПТИЧНИЙ ЗВ'ЯЗОК

УДК 621.315.616:535.562

Макаров Т.В.
Makarov T.V.

Передачные характеристики изогнутых волоконных световодов

The bent fibre optical lightwaveguides transmission characteristics

Аннотация. Рассмотрено связанное распространение волн в изогнутых по спиральной линии неупругих и упругих одномодовых ВС. Проанализировано изменение амплитуд необыкновенной и обыкновенной волн в изгибе ВС вследствие излучения в открытое пространство и циркуляции мощности внутри ВС.

Получены формулы для затухания, фазового изменения комплексных амплитуд указанных волн и поляризационной дисперсии сигналов. Доказана возможность использования изогнутых упругих одномодовых ВС в качестве корректоров групповых времен распространения обыкновенных и необыкновенных оптических сигналов.

Abstract. The coupling waves propagation in helical elastic and unelastic single mode lightwaveguides are investigated. The amplitude changing of ordinary and extraordinary waves due to radiation and power circulation inside the bending fibers are examined. The formulas for attenuation, polarization dispersion, amplitudes changing and its phase angles and other formulas for mentioned waves are obtained. It was proved possibility to use the helix bent single mode elastic lightwaveguides as group time propagation correctors for ordinary and extraordinary optical signals.

В работе [1] рассмотрено электромагнитно связанное распространение волн в неупругом и упругом волоконных световодах (ВС), изогнутых по геодезическим линиям кругового цилиндра, обобщено представленных спиральной линией. Получено выражение для изменения вследствие связи амплитуды $\dot{A}_m(\xi)$ волны m с возбуждаемыми ею вдоль криволинейной оси ξ ВС (рис. 1) другими s и q волнами при условии, что $A_m(0)=1$:

$$\dot{A}_m(\xi) = e^{-C_{mm}\xi} \left\{ 1 - \sum_{s \neq m} \frac{C_{ms} \exp[i(\beta_m - \beta_s)\xi]}{-C_{mm} + i(\beta_m - \beta_s)} - \sum_q \frac{C_{mq} \exp[i(\beta_m - \beta_q)\xi]}{-C_{mm} + i(\beta_m - \beta_q)} \right\} = \left| \dot{A}_m(\xi) \right| e^{\pm i\Phi_{ms}(\xi)} e^{\pm i\Phi_{mq}(\xi)} \quad (1)$$

где знаки перед каждой из сумм по s и q изменяются на противоположные для каждой пары взаимодействующих ms или mq волн через каждые расстояния ξ вдоль оси изогнутого ВС, определяемые из условий

$$(\beta_m - \beta_s)\xi = \pm k\pi; (\beta_m - \beta_q)\xi = \pm k\pi, k=1,2,3... \quad (2)$$

Явные выражения для коэффициента связи C_{mm} распространяющейся m -волны с излучательной m -волной, порождаемой только криволинейностью ВС (без учета фотоупругости), а также для коэффициентов связи C_{ms} и C_{mq} волны m с волнами s и q соответственно вследствие изгиба ВС и вызванной им фотоупругости, то есть изменения диэлектрических свойств материала ВС, получены в виде [1]:

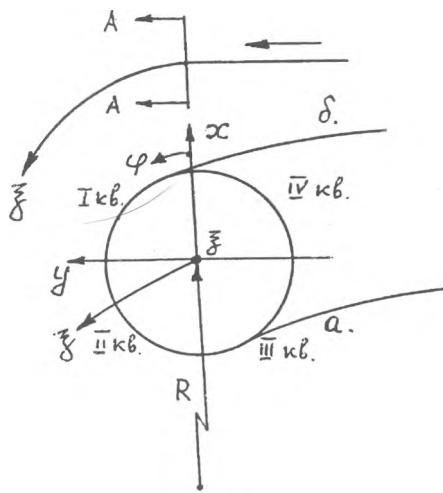


Рис. 1

$$C_{mm} = \int_0^b \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{\beta_m}{4\omega\mu} \left[-2g_{\varphi z} \frac{\partial \bar{E}_m}{\partial \varphi} + \sqrt{g} \frac{\partial}{r \partial \varphi} \left(\frac{g_{\varphi z}}{\sqrt{g}} \right) \bar{E}_m \right] - (\beta_m^2 - g\beta_{m0}^2) \bar{E}_m \right\} \bar{E}_m^* r dr d\varphi ;$$

$$C_{mq} = \frac{-ik_0^2}{4\omega\mu} \int_0^b \int_0^{2\pi} \frac{g\beta_{m0}}{\beta_m} \Delta \varepsilon(r, \varphi) \bar{E}_q \bar{E}_m^* r dr d\varphi ; \quad (3)$$

$$C_{ms} = \int_0^b \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{\beta_s}{4\omega\mu} \left[-2g_{\varphi z} \frac{\partial \bar{E}_s}{r \partial \varphi} + \sqrt{g} \frac{\partial}{r \partial \varphi} \left(\frac{g_{\varphi z}}{\sqrt{g}} \right) \bar{E}_s \right] - (\beta_s^2 - g\beta_{m0}^2) \bar{E}_s \right\} \bar{E}_m^* r dr d\varphi ,$$

где элементы метрического тензора g_{zz} , $g_{\varphi z}$ и определитель Грама $g = g_{zz} - g_{\varphi z}^2$ получены в работе [2].

Фазовые коэффициенты распространения β_m и β_q указанных в (1) волн в изогнутом упругом ВС определены в [1, формулы (16)].

2 Неупругий изогнутый волоконный световод

Для изогнутых без деформации профиля неупругих тонких градиентных ВС, для которых профиль диэлектрической проницаемости $\varepsilon(r)$ - скалярная функция, а $r \ll 1$ и $vr \ll 1$, можно считать, что фазовые коэффициенты волн в изгибе ВС приближенно равны соответствующим фазовым коэффициентам мод в прямолинейном ВС, то есть $\beta_m \approx \beta_{m0}$ и $\beta_1 \approx \beta_{s0}$, где r и vr - нормированные параметры кривизны и кручения материала ВС в произвольной точке r поперечного сечения, где кривизна и кручение v оси ВС

$$r = \frac{R}{R^2 + (P/2\pi)^2}; \quad v = \frac{P}{2\pi} \frac{1}{R^2 + (P/2\pi)^2},$$

где R , p - радиус кривизны и шаг спиральной оси ВС.

Величина $\exp(-C_{mm}\xi)$ характеризует таким образом уменьшение вдоль оси ξ начальной амплитуды $A_m(0)=1$, вызванное излучением волны m в открытое пространство только вследствие криволинейности ВС (без учета фотоупругости).

Для определения C_{mm} и C_{ms} с учетом выражений для элементов метрического тензора [2, формулы (11)] представим необходимый множитель в (3) в виде:

$$\sqrt{g} \frac{\partial}{r \partial \varphi} \left(\frac{g_{\varphi z}}{\sqrt{g}} \right) \approx \sin\varphi (-v(r - v^2 r^2 \cos\varphi + 2v^3 r^3 \cos^2\varphi)). \quad (4)$$

Если рассматривать неупругий ($\Delta\varepsilon(r, \varphi)=0$) одномодовый ВС длиной ξ , в котором не могут распространяться другие волны, кроме двух основных типа $HE_{11}^{e, v}$ (необыкновенной e и обыкновенной v) с условным порядковым номером $m=1$, то суммы по s и q в (1) при этом отсутствуют. Амплитуда $A_1^{e, v}(\xi)$ в изгибе ВС будет изменяться по экспоненте вдоль спирально изогнутой оси ξ , то есть $A_1^{e, v}(\xi) = A_1^{e, v}(0) \exp(-C_{11}^{e, v} \xi)$. Радиационное (вследствие излучения в открытое пространство) затухание ее амплитуды только из-за метрической анизотропии (индекс m), т.е. из-за кривизны и кручения v оси спирально изогнутого ВС, уложенного в катушку или кабель длиной z , определится в виде:

$$a_{1m}^{e, v} = \xi \alpha_{1m}^{e, v} = \ln \frac{A_1^{e, v}(0)}{A_1^{e, v}(\xi)} = z \sqrt{g_{zz}^{e, v}} C_{11m}^{e, v}, \quad (5)$$

где $\xi = z\sqrt{g_{zz}^{e,v}}$; $\alpha_{1m}^{e,v}$ - удельные радиационные затухания необыкновенной e и обыкновенной v основных волн $HE_{11}^{e,v}$.

Метрический множитель [2]

$$g_{zz}^{e,v} = (1 - g \cos \varphi^{e,v})^2 + v^2 \Gamma^2 \quad (6)$$

в (5) следует определять по наружной поверхности ВС при $r=b$. Азимутальная зависимость метрического множителя (6) для необыкновенной волны $HE_{11}^{e,v}$ определяется функцией $\cos \varphi^e$, где φ^e отсчитывается от оси $\bar{x}(\xi)$ и для области удлинения ВС вследствие изгиба

$$7\pi/4 \leq \varphi^e \leq \pi/4; \quad (7)$$

для области укорочения ВС вследствие изгиба

$$3\pi/4 \leq \varphi^e \leq 5\pi/4. \quad (8)$$

Азимутальная зависимость метрического множителя (6) для обыкновенной волны $HE_{11}^{e,v}$ определяется функцией $\cos \varphi^v$, где φ^v изменяется в пределах углов

$$3\pi/4 \leq \varphi^v \leq \pi/4; \quad 5\pi/4 \leq \varphi^v \leq 7\pi/4. \quad (9)$$

Таким образом, для линейно поляризованных волн в изгибе интегрирования по φ первого и третьего выражений (3) следует проводить в пределах изменения азимутальных углов (7) и (9) соответственно для C_{11m}^e и C_{11m}^v . Следовательно, величина $C_{11m}^{e,v}$, определяемая первым выражением (3), как и величина $a_{1m}^{e,v}$, зависят от наружного радиуса ВС, поляризации волн [3, 4], частоты световой волны ω и параметров кривизны и кручения v оси ВС.

При выпрямлении ВС, когда $\xi \rightarrow z$, $\alpha \rightarrow 0$, $v \rightarrow 0$ и, следовательно, в соответствии с (2) и $C_{11m}^{e,v} \rightarrow 0$, величина $\alpha_{1m}^{e,v}$ также стремится к нулю. По этой же причине все коэффициенты связи (2) обращаются в нули. Амплитуда m -волны $A_m(\xi)$ в соответствии с (1) при этом не изменяется вдоль оси такого ВС, если не учитывать рэлеевские, резонансные и другие потери в материале, не связанные с изгибом ВС.

Проведенный анализ дает возможность рассмотреть падение из прямолинейного участка многомодового ВС (рис.1,б) некоторой m -волны на стационарно изогнутый участок изотропного многомодового ВС, когда возмущенный диэлектрический тензор $\Delta \epsilon(r, \varphi) = 0$, то вследствие только метрической анизотропии в изгибе ВС ($\xi > 0$) возникает система s -волн, распространяющихся попутно с m -волной и затухающих в соответствии с (1) или (4). Амплитуды таких волн представляются суммой по $s \neq m$ в выражении (1). Однако в каждой точке в изгибе одновременно с этим порождается также совокупность встречных s -волн, амплитуды которых в изгибе ВС представляются также суммой по $s \neq m$ в выражении (1), но с заменой $\beta_m - \beta_s$ на $\beta_m + \beta_s$ [1]. По этой причине амплитуды встречных волн будут малы и рефлектометрия их из прямолинейного участка практически затруднена и успешно решается для нестационарного во времени изгиба упругого многомодового и одномодового ВС [5]. Рассмотрим наиболее трудный случай упругого одномодового ВС.

3. Упругий волоконный световод

Изгиб упругого одномодового ВС приводит к изменению как метрики, так и к изменению диэлектрических свойств материала ВС [2], то есть к фотоупругости (индекс φ), которая в свою очередь изменяет как поля самих волн $HE_{11}^{e,v}$, так и коэффициенты распространения. Кроме того, возмущение диэлектрического тензора $\Delta \epsilon(r, \varphi)$, вызванное изгибом упругого ВС, приводит к взаимосвязи волн $HE_{11\varphi}^e$ и $HE_{11\varphi}^v$, то есть перетеканию части мощности из волны $HE_{11\varphi}^e$ в волну $HE_{11\varphi}^v$ и обратно из-за возникаю-

щей при этой неортогональности оси ξ к поперечному сечению ВС или, другими словами, возникающей асимметрии диэлектрических свойств для указанных волн в изгибе. Поэтому $\Delta\epsilon = \epsilon^e - \epsilon^v$. Вместе с этим в силу кривизны и кручения оси ВС имеет место излучение волн $HE_{11\phi}^{e,v}$ в открытое пространство, учитываемое в (1) множителем $\exp(-C_{11m}^{e,v} \xi)$.

Следовательно, в упругом одномодовом изогнутом по спирали ВС для учета влияния фотоупругости, описываемой возмущенным тензором диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon(r, \varphi)$ [1], на условия взаимосвязи волн $HE_{11\phi}^e$ и $HE_{11\phi}^v$ необходимо в (1) в сумме по q учесть слагаемое, соответствующее $q=1$. Тогда выражение (1) для комплексных амплитуд падающих ($m=1$) волн $HE_{11\phi}^e$ и $HE_{11\phi}^v$ получим соответственно в виде:

$$\begin{aligned} A_{1\phi}^e(\xi) &= e^{-C_{11m}^e \xi} \left\{ 1 - \frac{C_{11\phi}^{e \rightarrow v} \exp[i(\beta_{1\phi}^e - \beta_{1\phi}^v) \xi]}{C_{11\phi}^{e \rightarrow v} + i(\beta_{1\phi}^e - \beta_{1\phi}^v)} \right\} = \left| A_{1\phi}^e(\xi) \right| e^{\pm i \Phi_{1\phi}^e(\xi)}, \\ A_{1\phi}^v(\xi) &= e^{-C_{11m}^v \xi} \left\{ 1 - \frac{C_{11\phi}^{e \rightarrow v} \exp[i(\beta_{1\phi}^e - \beta_{1\phi}^v) \xi]}{-C_{11m}^{e \rightarrow v} + i(\beta_{1\phi}^e - \beta_{1\phi}^v)} \right\} = \left| A_{1\phi}^v(\xi) \right| e^{\pm i \Phi_{1\phi}^v(\xi)}, \end{aligned} \quad (10)$$

где C_{11m}^e и C_{11m}^v определяются первым выражением (3), а $C_{11m}^{e \rightarrow v}$ и $C_{11m}^{v \rightarrow e}$ - вторым выражением (3) при соответствующих различных для e и v поляризаций функциях $\beta_{1\phi}^{e,v}(r, \varphi)$, $g_{\phi}^{e,v}(r, \varphi)$ и $\bar{E}_1^{e,v}$, подлежащих интегрированию. Фазовые коэффициенты распространения $\beta_{1\phi}^{e,v}$ для волн $HE_{11\phi}^{e,v}$ в изогнутом упругом ВС определены в [1] в форме:

$$\beta_{1\phi}^{e,v}(r, \varphi) = \beta_{10} \sqrt{\epsilon^{e,v}(r, \varphi) / \epsilon(r)}. \quad (11)$$

Следовательно, $C_{11m}^e \neq C_{11m}^v$; $C_{11\phi}^{e \rightarrow v} \neq C_{11\phi}^{v \rightarrow e}$; $A_{1\phi}^e(\xi) \neq A_{1\phi}^v(\xi)$, где $e \rightarrow v$ и $v \rightarrow e$ обозначают направление перетекания мощности из волны $HE_{11\phi}^e$ в волну $HE_{11\phi}^v$ и наоборот соответственно. Указанные неравенства подтверждаются также различием диэлектрических свойств материала ВС для e и v поляризации, что приводит в соответствии с (11) и к различию разностей $\beta_{1\phi}^e - \beta_{1\phi}^v$ и $\beta_{1\phi}^v - \beta_{1\phi}^e$ в (10).

Действительно, учитывая (6) и выражения для $\epsilon^e(r, \varphi)$ и $\epsilon^v(r, \varphi)$, представляемые через метрические множители $g_{zz}^{e,v}$ и $g_{\phi z}^{e,v}$ спирального изгиба упругого ВС в виде [3]

$$\begin{aligned} \epsilon^e(r, \varphi) &= \epsilon_{zz}^e + \epsilon_{\phi z} \sin \varphi = \epsilon(r) + g_{zz}^e - 1 + v r \sin \varphi; \\ \epsilon^v(r, \varphi) &= \epsilon_{zz}^v + \epsilon_{\phi z} \cos \varphi = \epsilon(r) + g_{zz}^v - 1 - v r \cos \varphi; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\Delta\epsilon^{e \rightarrow v}(r, \varphi) = \epsilon^e(r, \varphi) - \epsilon^v(r, \varphi) = (v r - 2\alpha r) \cos \varphi + (v r + 2\alpha r) \sin \varphi + \alpha^2 r^2 (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) = -\Delta\epsilon^{v \rightarrow e}(r, \varphi),$$

получим разность базовых коэффициентов в (10) для необыкновенной $HE_{11\phi}^e$ и обыкновенной $HE_{11\phi}^v$ волн в изгибе ВС:

$$\beta_{1\phi}^e - \beta_{1\phi}^v = \frac{\beta_{10}}{2\epsilon(r)} [(v r - 2\alpha r) \cos \varphi + (v r + 2\alpha r) \sin \varphi + \alpha^2 r^2 (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi)] = \frac{\beta_{10}}{2\epsilon(r)} \Delta\epsilon^{e \rightarrow v}(r, \varphi). \quad (13)$$

Из выражений (10) следует, что комплексные передаточные функции волн $HE_{11\phi}^{e,v}$, обусловленные как метрическим изгибом ВС, так и порожденной этим изгибом фотоупругостью $\Delta\epsilon(r, \varphi)$ в ВС длиной ξ могут быть представлены в неперовой системе исчисления в виде:

$$\begin{aligned} \dot{\gamma}_{1\phi}^{e,u} &= a_{1\phi}^{e,u} + i\beta_{1\phi}^{e,u} = \ln \frac{A_{1\phi}^{e,u}(0)}{A_{1\phi}^{e,u}(\xi)} = \xi C_{11M}^{e,u} - \ln \left[1 - B^{\cdot e,u}(\xi) \right] = \\ &= \xi C_{11M}^{e,u} - \operatorname{Re} \ln \left[1 - B^{\cdot e,u}(\xi) \right] - i \operatorname{Im} \ln \left[1 - B^{\cdot e,u}(\xi) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где $B^{\cdot e,u}(\xi)$ - обозначение второго слагаемого (дроби) в выражении (10);

ReIm - обозначают соответственно вещественную и мнимую части комплексной функции. Из выражений (2) и (14) следуют формулы: для затухания амплитуд $A_{1\phi}^{\cdot e,u}(\xi)$ волн $HE_{11\phi}^{e,u}$ в изгибе упругого ВС длиной ξ

$$a_{1\phi}^{e,u} = \xi C_{11M}^{e,u} - \operatorname{Re} \ln \left[1 - B^{\cdot e,u}(\xi) \right] \quad (15)$$

и для фаз комплексных амплитуд $A_{1\phi}^{\cdot e,u}(\xi)$

$$\Phi_{1\phi}^{e,u} = -i \operatorname{Im} \ln \left[1 - B^{\cdot e,u}(\xi) \right], \quad (16)$$

качественные зависимости которых от безразмерного параметра $\pm(\beta_{1\phi}^e - \beta_{1\phi}^u)\xi$ представлены соответственно на рис.2 а, б.

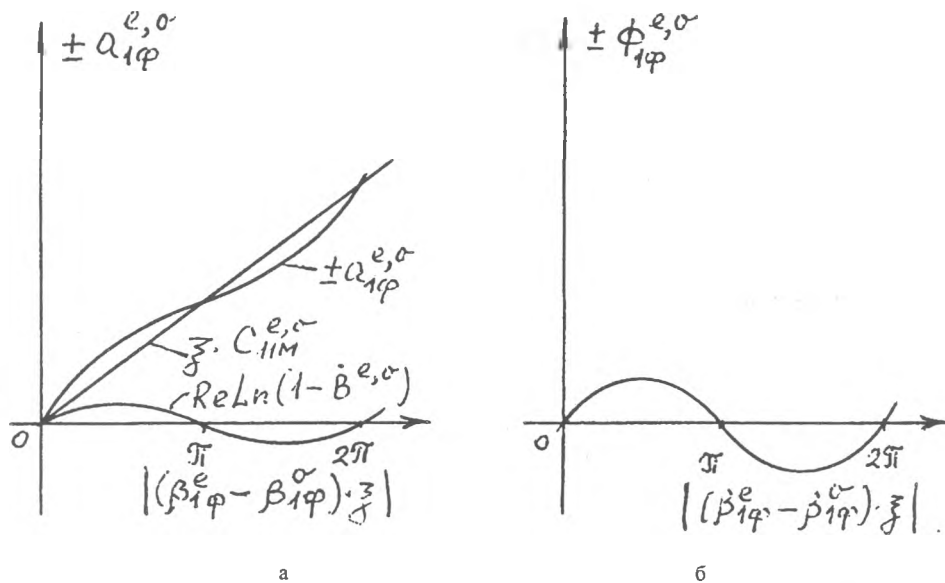


Рис.2

Первое слагаемое в (15) описывает величину затухания амплитуды волны вследствие излучения в открытое пространство. Знаки $\operatorname{Re} B^{\cdot e,u}(\xi)$ чередуются по длине ВС ξ в соответствии с (2). Следовательно, второе слагаемое в (15), связанное с фотоупругостью, знакопеременное. Тогда, благодаря фотоупругости изогнутого ВС модуль амплитуды $|A_{1\phi}^{\cdot e,u}(\xi)|$ носит колебательный характер, качественно такой же, как и фаза ее [6]. Это свидетельствует о перетекании (перекачке) части мощности из волны HE_{11}^e внутри ВС в пределах длины ВС ξ , определяемой условием (2), в волну HE_{11}^u и обратно на последующей длине ВС и т.д.

Рассмотрим перетекание мощности из $HE_{11\phi}^e$ в $HE_{11\phi}^v$ в поперечном сечении изогнутого ВС в функции координат r, ϕ и параметров изгиба κ и ν , при $\xi = \text{const}$. При этом, как следует из (13) возможны неравенства

$$\beta_{1\phi}^e - \beta_{1\phi}^v < 0; \quad \beta_{1\phi}^e - \beta_{1\phi}^v > 0$$

в поперечном сечении ВС (зоны растяжения и сжатия материала ВС соответственно).

Третье слагаемое в (12) или (13) мало по сравнению с первым и вторым, поэтому им можно пренебречь. Тогда граница по угловой координате между неравенствами $\Delta\epsilon < 0$ и $\Delta\epsilon > 0$ определяется из уравнения $\Delta\epsilon(r, \phi) = 0$ или из уравнения (12) в виде:

$$(\nu r - 2\kappa r) \cos \phi + (\nu r + 2\kappa r) \sin \phi \approx 0, \quad (12, a)$$

откуда следует

$$\text{tg} \phi_0 = \frac{2\kappa r - \nu r}{2\kappa r + \nu r} = \frac{1 - \nu/2\kappa}{1 + \nu/2\kappa}; \quad \phi_0 = \text{arctg} \frac{1 - \nu/2\kappa}{1 + \nu/2\kappa} \pm \pi. \quad (12, b)$$

Из уравнения (12, a) следует, что указанная граница в поперечном сечении ВС проходит через точку $r=0$ под углами $\phi_0(\nu/2)$, соответствующими уравнению (12, b). Для изогнутого в плоскости $x\xi$ ВС $\nu/2\kappa=0$, $\phi_0=\pi/4 \pm \pi$. В спирально изогнутом ВС с $\nu/2\kappa=1$, $\phi_0=0 \pm \pi$; при $\nu/2\kappa > 1$ граница переходит в IV–II квадранты поперечного сечения ВС (рис.1). В предельном случае $\nu/2\kappa \rightarrow \infty$, что соответствует прямолинейному скрученному относительно собственной оси ВС, $\phi_0 \rightarrow -\pi/4 \pm \pi$. При этом условия $\beta_{1\phi}^e \rightarrow \beta_{1\phi}^v$ [4, 1], и перетекающая из $HE_{11\phi}^e$ в $HE_{11\phi}^v$ мощность стремится к нулю, а сами волны при этом приобретают круговые поляризации правого и левого вращения.

На оси Т изогнутого ВС ($r=0$) нет перетекания мощности из $HE_{11\phi}^e$ в $HE_{11\phi}^v$, так как при этом $\Delta\epsilon(r, \phi)=0$, следовательно, в соответствии со вторым выражением (3) $C_{11\phi}^{e \rightarrow v} = 0$. С увеличением наружного радиуса ВС растет к периферии локальное дифференциальное значение $dC_{11\phi}^{e \rightarrow v}$. Из этого следует, что плотность перетекающей мощности из $HE_{11\phi}^e$ в $HE_{11\phi}^v$ возрастает к периферии изогнутого ВС, особенно в области растяжения материала ВС, где как будет показано далее возрастает разностное значение мощностей волн $HE_{11\phi}^e$ и $HE_{11\phi}^v$. Этот вывод можно распространить и на другие линейно поляризованные волны в изогнутом многомодовом ВС.

В поперечном сечении изогнутого ВС есть выделенные по углу ϕ направления максимальной поляризации материала ВС в зависимости от $\nu/2\kappa$, которые определяют поляризацию необыкновенной волны $HE_{11\phi}^e$, ориентированной под углом ϕ^e к оси $\bar{x}(\xi)$, вращающейся с угловой скоростью намотки спиральной оси ξ . Угол наибольшей поляризации материала определяется соотношением [3]

$$\phi^e = -\text{arctg} \nu/2 \pm \pi. \quad (17)$$

Поляризация обыкновенной волны $HE_{11\phi}^e$ ориентирована под углом

$$\phi^e = \phi^e \pm \pi/2.$$

Следовательно, в указанных скрученных плоскостях поляризаций, ориентированных под углами ϕ^e и ϕ^v к оси $x(\xi)$, находятся максимальные плотности полей (мощностей) волн $HE_{11\phi}^e$ и $HE_{11\phi}^v$ соответственно. Поэтому в соответствии со вторым выражением (3) между указанными максимальными значениями полей будет и максимальная локальная дифференциальная связь, то есть локальный дифференциальный коэффициент связи $dC_{11\phi}^{e \rightarrow v}$.

С учетом $g=g_{zz}-g_{zz}^2$ и выражения (11) множитель под интегралом для $C_{11\phi}^{e \rightarrow v}$ (второе выражение (3)) может быть записан в виде:

$$\frac{g\beta_{10}\Delta\varepsilon^{e \rightarrow v}(r,\varphi)}{\beta_{1\phi}^e(r,\varphi)} \approx \frac{[(1-\kappa r \cos\varphi)^2 + v^2 r^2(1+\sin^2\varphi)]\Delta\varepsilon^{e \rightarrow v}(r,\varphi)}{1 + \frac{1}{2\varepsilon(r)}(-2\kappa r \cos\varphi + \kappa^2 r^2 \cos^2\varphi + v^2 r^2)} \quad (18)$$

Так как $r \ll 1, vr \ll 1$ знак этой дроби изменяется на границе φ_0 только за счет изменения знака $\Delta\varepsilon^{e \rightarrow v}(r,\varphi)$. Следовательно, на границе φ_0 изменяется и знак дифференциального значения $dC_{11\phi}^{e \rightarrow v}$. Положительному значению $\Delta\varepsilon^{e \rightarrow v}(r,\varphi)$ соответствует отрицательное значение $dC_{11\phi}^{e \rightarrow v}$ и наоборот. Таким образом, области сжатия (+) материала вследствие изгиба ВС, где $\Delta\varepsilon^{e \rightarrow v}(r,\varphi) > 0$, локально соответствует значению $dC_{11\phi}^{e \rightarrow v} = -i|dC_{11\phi}^{e \rightarrow v}|$; области же растяжения (-) материала вследствие изгиба ВС, где

$\Delta\varepsilon^{e \rightarrow v}(r,\varphi) < 0$, локально соответствует значению $dC_{11\phi}^{e \rightarrow v} = +i|dC_{11\phi}^{e \rightarrow v}|$. На границе φ_0 , где материал не испытывает напряжений вследствие изгиба ВС $dC_{11\phi}^{e \rightarrow v} = 0$. Учитывая это, можно оценить различие локальных дифференциальных величин мощностей, перекачиваемых из $HE_{11\phi}^e$ в $HE_{11\phi}^v$

порознь в области растяжения и в области сжатия материала ВС. Это определяется с одной стороны различием значений выражения (18) в точках антиподах для областей растяжения и сжатия материала ЕС, и с другой стороны в большей степени различием плотностей полей указанных волн вдоль направлений их поляризации в поперечном сечении изогнутого ВС. Как показано далее, плотность поля больше смещена в направлении наружной поверхности изогнутого ВС, в область наибольшего растяжения материала. Следовательно, в соответствии со вторым выражением (3) $C_{11\phi}^{e \rightarrow v} > C_{11\phi}^{e \rightarrow v}$. Это

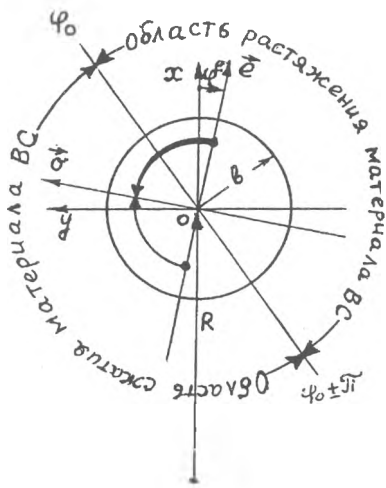


Рис.3

означает, что перекачка мощности из $HE_{11\phi}^e$ в $HE_{11\phi}^v$ будет больше в области поперечного сечения растяжения материала вследствие изгиба ВС, чем в области сжатия материала, что представлено условно на рис.3 более толстой стрелкой по координате φ .

Аналогичным будет процесс перекачки части мощности из волны $HE_{11\phi}^v$ в волну $HE_{11\phi}^e$ на следующей длине изогнутого упругого ВС, удовлетворяющей условию (2).

4. Дисперсия сигналов

Обратимся теперь к частотным зависимостям полученных соотношений. В соответствии с выражениями (10)...(16) в изогнутом одномодовом упругом ВС существуют: поляризационная дисперсия, обусловленная анизотропией ВС и как следствие различием $\beta_{1\phi}^e(\omega)$ и $\beta_{1\phi}^v(\omega)$ волн HE_{11}^e и HE_{11}^v соответственно: материальная дисперсия, обусловленная частотной зависимостью $\varepsilon(\omega)$ диэлектрических свойств материала ВС и, наконец, волноводная дисперсия, обусловленная частотной зависимостью каждого из фазовых коэффициентов распространения указанных волн в изгибе ВС.

Формулу для суммарной дисперсии сигналов можно получить, как разность групповых времен распространения (задержек) необыкновенной и обыкновенной волн $HE_{11}^{e,v}$ на единицу длины изогнутого ВС, то есть

$$\Delta\tau_1 = \tau_1^e - \tau_1^v = \frac{\partial\beta_{1\phi}^e}{\partial\omega} - \frac{\partial\beta_{1\phi}^v}{\partial\omega}$$

При этом поляризации указанных волн в изгибе упругого ВС относительно оси $x(\xi)$, являющейся нормалью как к оси ВС ξ так и к оси цилиндра радиуса R , остаются пока не определенными.

Учитывая выражение (13), получаем следующую формулу для дисперсии сигналов, переносимых волнами $HE_{11}^{e,u}$ в спирально изогнутом упругом одномодовом ВС:

$$\Delta\tau_1 \approx \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right) [(\nu r - 2\kappa r) \cos \varphi + (\nu r + 2\kappa r) \sin \varphi + \kappa^2 r^2 (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi)]. \quad (19)$$

Важно отметить, что $\Delta\tau_1$ может приобретать как положительные, так и отрицательные значения) которые можно использовать для коррекции дисперсии сигналов, передаваемых по одномодовым ВС, содержащим нерегулярности, вносящие искажения фазо-частотных и амплитудно-частотных характеристик. Это свойство спирально изогнутых одномодовых упругих ВС можно также использовать и для полной компенсации частично скомпенсированной выбором параметров ВС линейной дисперсии сигналов на приеме.

Регулируя соотношение $\nu/2\kappa$ для изменения $\Delta\tau_1$ путем изменения шага p или радиуса R спирали, тем самым изменяем в соответствии с (17) поляризацию принимаемой волны HE_{11} [3]. Таким образом одномодовый упругий ВС с изменяемым соотношением $\nu/2\kappa$ может являться одновременно и корректором (компенсатором) дисперсии оптических сигналов и контроллером (вращателем) поляризации в когерентных волоконно-оптических системах передачи с гетеродинным приемом, весьма чувствительным к колебаниям поляризации сигналов. Поэтому для определения величины дисперсии в зависимости от соотношения $\nu/2\kappa$ необходимо записать формулу (19) совместно с учетом угла поляризации необыкновенной волны (17). Для этого, подставив (17) в (19), получим:

$$\Delta\tau_1 = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right) \left[\frac{r}{R} G(A) + \frac{r^2}{2R^2} H(A) \right], \quad A = \frac{\nu}{2\kappa} = \frac{p}{4\pi R}, \quad \kappa r = \frac{r}{R(1+4A^2)}, \quad (20)$$

$$G(A) = \frac{A^2 + 2A - 1}{(1+4A^2)\sqrt{1+A^2}}, \quad H(A) = \frac{1-A^2}{2(1+A^2)(1+4A^2)^2}.$$

Не зависящий от частоты множитель в квадратной скобке характеризует дисперсию сигналов вследствие метрической и фотоупругой анизотропии ВС вместе взятых.

Учитывая, что $2\kappa r \gg \kappa^2 r^2$, так как $r \ll R$, можно вторым слагаемым в квадратной скобке в (20) пренебречь и при этом найти минимум дисперсий по равенству нулю первого слагаемого, то есть из уравнения

$$A^2 + 2A - 1 = 0,$$

положительный корень которого равен

$$A = \nu/2\kappa = p/4\pi R = \sqrt{2} - 1 \approx 0.4142. \quad (21)$$

Отсюда следует, $p_{\min} \approx 5.2R$.

Тогда с учетом (21) остаточная минимальная дисперсия будет определяться вторым отброшенным в (20) слагаемым, то есть

$$\Delta\tau_{1\min} = \frac{r}{2R} H(A) \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right). \quad (22)$$

Необыкновенная и обыкновенная волны при условии (21) будут линейно поляризованы соответственно под углами $\varphi^e = -\pi/8 \pm \pi$ и $\varphi^o = 3\pi/8 \pm \pi$ относительно оси $\bar{x}(\xi)$, вращающейся с угловой скоростью катушки ВС.

Функция $G(A)$ в (20) достигает своего максимального положительного значения при

$$A = \nu/2\kappa = p/4\pi R = 1 \quad (23)$$

и при дальнейшем увеличении A значение функции $G(A)$ уменьшается, стремясь к нулю при $A \rightarrow \infty$, что соответствует прямолинейному скрученному относительно собственной оси ВС. Функция $H(A)$ в (20) при условии (23) обращается в нуль. При этом поляризации необыкновенной HE_{11}^e и обыкновенной HE_{11}^o волн ориентированы соответственно под углами $-\pi/4 \pm \pi$ и $\pi/4 \pm \pi$ относительно оси $\bar{x}(\xi)$.

Максимальное отрицательное значение функция $G(A)$ будет достигать в соответствии с (20) при

$$A = \nu/2\alpha = p/4\pi R = 0. \tag{24}$$

Качественный характер зависимости дисперсии сигналов в изогнутом одномодовом ВС от $A = p/4\pi R$, определяемой функциями $G(A)$ и $H(A)$, представлен на рис.4.

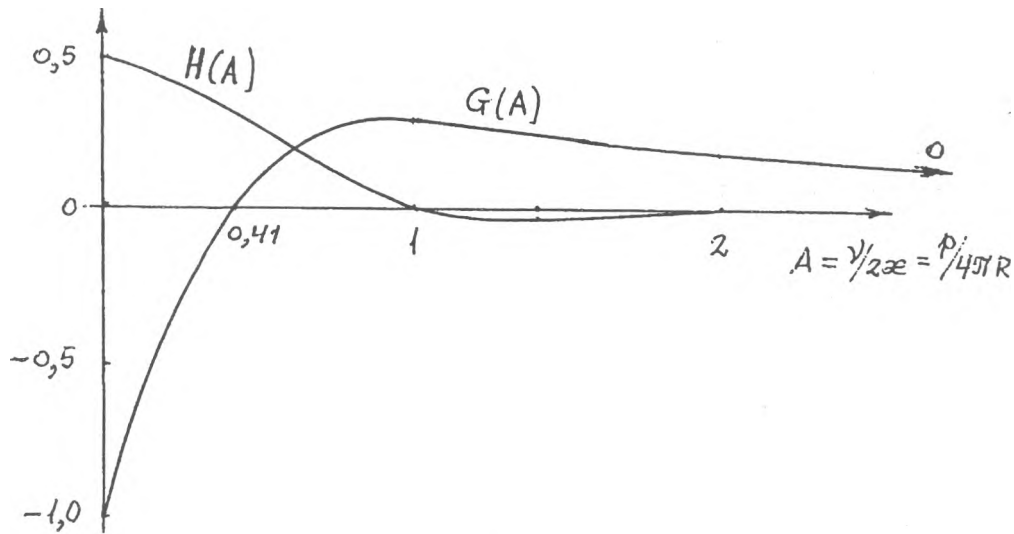


Рис.4

Полученные результаты изменения дисперсии $\Delta\tau_1$ в зависимости от параметра $A = p/4\pi R$ физически можно объяснить тем, что спирально изогнутый упругий одномодовый ВС вследствие оси несимметричного распределения диэлектрических свойств действует по-разному как линия задержки на необыкновенную HE_{11}^e и обыкновенную HE_{11}^o волны, сдвигая во времени по-разному переносимые ими сигналы друг относительно друга. При условии (21), когда $A = A_{\min} = \sqrt{2} - 1$, отсчетные моменты этих сигналов оказываются совмещенными на приемном конце ВС (рис.5,а). При увеличении $A > A_{\min}$, необыкновенная волна HE_{11}^e , переносит сигнал медленнее, чем обыкновенная HE_{11}^o волна, так что ее групповое время распространения $\tau^e > \tau^o$, и сигналы раздвигаются во времени. Дисперсия их увеличивается (рис.5,б).

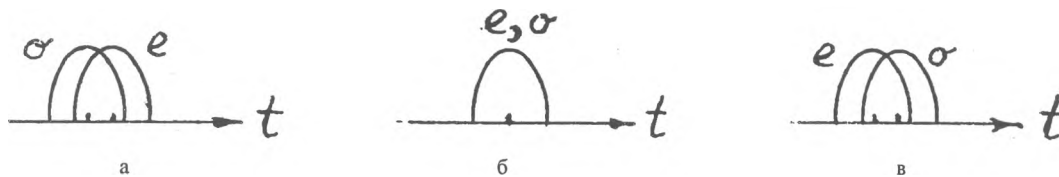


Рис.5

При $A < A_{\min}$ необыкновенная HE_{11}^e волна распространяется быстрее, чем обыкновенная HE_{11}^o волна, так что ее $\tau^e < \tau^o$ и сигналы раздвигаются относительно друг друга в противоположную сторону. При этом дисперсия сигналов также увеличивается (рис.5,в).

Излучение волн из упругого ВС

Для оценки излучения волн HE_{11}^e и HE_{11}^v предварительно рассмотрим распределения их полей в скрученных плоскостях их поляризации, в которых наблюдаются минимаксные значения ϵ^e и ϵ^v [3] вдоль направлений \vec{e} и \vec{v} , наклоненных к скрученной координатной плоскости $x\xi$ под углами φ^e и φ^v соответственно. Распределения плотностей $E_z^{e,v}(r, \varphi)$ составляющих электрического поля приближенно подчиняются закону функции Бесселя $j_z(N_{e,v}^2, r)$, где $N_{e,v}^2 = k_0^2 \epsilon^{e,v} - (\beta^{e,v})^2$.

Значения ϵ^2 на внешней (-) и внутренней (+) сторонах изогнутого ВС записываются для HE_{11}^e в виде:

$$N_{e-}^2 = \left(k_0^2 - \frac{\beta_{10}^2}{\epsilon(r)} \right) \left[\epsilon(b) - 2N b \sqrt{1 + v^2 / 4N^2} + \frac{N^2 b^2}{1 + v^2 / 4N^2} + v^2 b^2 \right];$$

$$N_{e+}^2 = \left(k_0^2 - \frac{\beta_{10}^2}{\epsilon(r)} \right) \left[\epsilon(b) + 2N b \sqrt{1 + v^2 / 4N^2} + \frac{N^2 b^2}{1 + v^2 / 4N^2} + v^2 b^2 \right];$$

где b - наружный радиус ВС.

Разность квадратов собственных значений вдоль минимаксной в плоскости поперечного сечения ВС линии (необыкновенной оси \vec{e}) будет равна:

$$N_{e-}^2 - N_{e+}^2 = 4N b \sqrt{1 + v^2 / 4N^2} \left(-k_0^2 - \frac{\beta_0^2}{\epsilon(b)} \right).$$

Так как внутри ВС $k_0^2 \epsilon(b) > \beta_{01}^2$, то значение выражения в скобке будет отрицательным. Это значит, что величина поля на внешней стороне изогнутого ВС будет больше, чем на внутренней (рис.6,а).

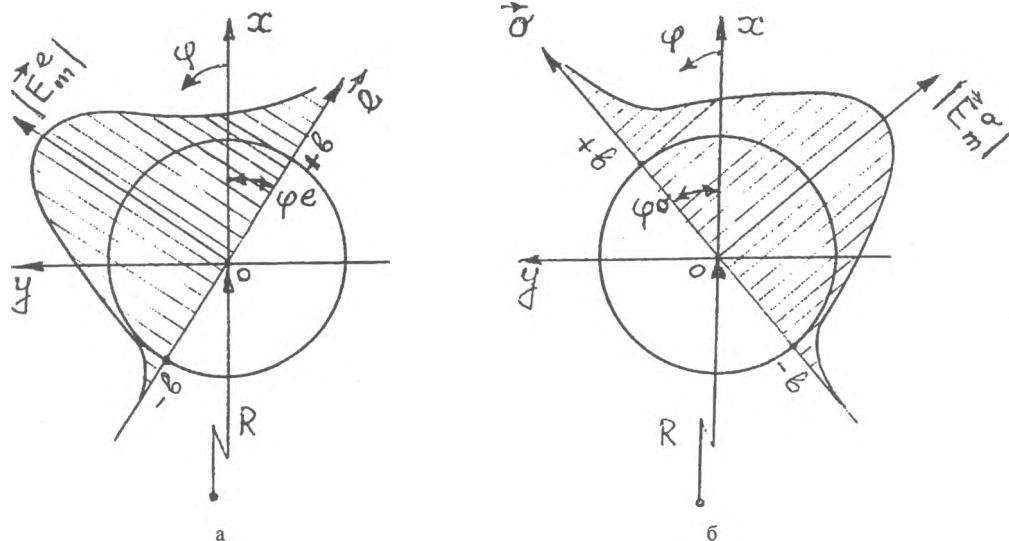


Рис.6

Аналогично поля высших волн e на внешней стороне будут больше по абсолютной величине, чем на внутренней стороне. Следовательно, волны e будут в большей степени излучаться в открытое пространство с внешней стороны изогнутого ВС.

Подобным же образом для волны HE_{11}^v в направлениях φ^v и $\varphi^v \pm \pi$ разность квадратов собственных значений записывается в виде [3]:

$$N_{e^-}^2 - N_{e^+}^2 = \frac{2vb(1+2N)}{\sqrt{1+v^2/4N^2}} \left(-k_0^2 - \frac{\beta_{10}^2}{\epsilon(b)} \right).$$

Аналогічно предыдущему следует вывод о том, что волны υ будут также в большей степени излучаться в открытое пространство с внешней стороны изогнутого ВС (рис.6,б).

Рассмотрим теперь, какая из волн HE_{11}^e или HE_{11}^v в большей степени излучается в открытое пространство в направлениях ϕ^e и ϕ^v в зависимости от $v/2ae$. Для этого представим плотности полей этих волн при $r=b$ в виде разложения в ряд по степеням аргументов их функций [7]:

$$j_0(z) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{z^{2k}}{2^{2k} (k!)^2},$$

справедливое для случая $[|z| < \pi]$, которое в частности выполняется. Считая амплитудные значения полей волн HE_{11}^e и HE_{11}^v одинаковыми, представим разность $j_0(\alpha_e b) - j_0(\alpha_v b)$ в виде

$$j_0(\alpha_e b) - j_0(\alpha_v b) = -\frac{(N_e b)^2 - (N_v b)^2}{4} + \frac{(N_e b)^4 - (N_v b)^4}{64} - \dots$$

Учитывая, что первое слагаемое этого разложения по модулю $\ll 1$, то можно им только и ограничиться. Тогда с учетом выражении (12) и (14) из [3] для ϵ^e и ϵ^v получим:

$$j_0(\alpha_e b) - j_0(\alpha_v b) \approx -\frac{(N_e b)^2 - (N_v b)^2}{4} = \frac{1}{4} \left(-k_0^2 + \frac{\beta_{10}^2}{\epsilon(b)} \right) \frac{1 - v/2N}{\sqrt{1 + v^2/4N^2}}$$

Так как внутри ВС $k_0^2 \epsilon(b) > \beta_{01}^2$, то из этого выражения следует, что при $v/2ae < 1$ излучение необыкновенных e волн из ВС в открытое пространство будет больше чем излучение υ волн. Излучение e и υ волн выравниваются при $v/2ae = p/4\pi R = 1$, и наконец, при $v/2ae > 1$ излучение υ волн превалирует над излучением e волн.

Этот вывод дает возможность осуществлять решение обратной задачи - ввод излучения лазера через боковую поверхность одномодового, в том числе и однополяризационного ВС с учетом совмещения поляризаций лазерного излучения и возбуждаемой волны.

5. Баканович

Литература

1. Макаров Т.В. Метод определения волн в изогнутых световодах. -Тр. УНИИРТ. - 1996. - № (в печати).
2. Макаров Т.В. Анизотропия изогнутых волоконных световодов. -Тр. УНИИРТ. - 1995. - № 1. - С.103-106.
3. Макаров Т.В. Полярирующие свойства напряженных волоконных световодов. - Информатика и связь. - Киев: Техника, 1995. - С.18...23.
4. Макаров Т.В. Лучепреломления в изогнутых и скрученных волоконных световодах. - Тр. УНИИРТ. - 1995. - №2. - С. 93-96.
5. Макаров Т.В., Жариков Э.Г., Николаев В.Г., Сидоркин В.К. Способ обнаружения трассы диэлектрического оптического кабеля с поверхности грунта и устройство для его осуществления. А.С. СССР, № 1818600.
6. Макаров Т.В., Макарова И.М. Взаимосвязь АЧХ и ФЧХ компонентов волоконно-оптических систем передачи. - Радиотехника. - 1991. - №4. - С. 12-18.
7. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. - ГИФ-МЛ. - 1962. - С.1100.

Макаров Терентий Варфоломеевич - кандидат технических наук, профессор. Родился в 1931 году. В 1955 году окончил Одесский электротехнический институт связи, в 1960 году - аспирантуру при Центральном научно-исследовательском институте связи в г.Москве. В 1961 году защитил кандидатскую диссертацию по теме "Распространение электромагнитных волн в изогнутых волноводах крестообразного поперечного сечения".

Область научных интересов - распространение и дифракция электромагнитных волн в различных направляющих системах и средах.

Т.В.Макаров заведует кафедрой волоконно-оптических линий связи Украинской государственной академии связи им.А.С.Попова, профессор этой же кафедры.