

## ФІЗИЧНІ, ХІМІЧНІ ТА ІНШІ ЯВИЩА, НА ОСНОВІ ЯКИХ МОЖУТЬ БУТИ СТВОРЕНІ СЕНСОРИ

## PHYSICAL, CHEMICAL AND OTHER PHENOMENA, AS THE BASES OF SENSORS

---

---

УДК 681.778

### ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ СПІРАЛЬНО-ВИГНУТОГО ОДНОМОДОВОГО ОПТИЧНОГО ВОЛОКНА ДЛЯ КОМПЕНСАЦІЇ ПОГОННОЇ ХРОМАТИЧНОЇ ДИСПЕРСІЇ СИГНАЛУ

*О. В. Бондаренко, О. М. Власов, О. М. Стащук, Д. М. Степанов*

Одеська національна академія зв'язку ім. О. С. Попова,  
вул. Ковальська 1, Одеса, 65029, тел. (048) 720–78–55, vols@onat.edu.ua

### ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ СПІРАЛЬНО-ВИГНУТОГО ОДНОМОДОВОГО ОПТИЧНОГО ВОЛОКНА ДЛЯ КОМПЕНСАЦІЇ ПОГОННОЇ ХРОМАТИЧНОЇ ДИСПЕРСІЇ СИГНАЛУ

*О. В. Бондаренко, О. М. Власов, О. М. Стащук, Д. М. Степанов*

**Анотація.** Встановлено умову компенсації погонної хроматичної дисперсії в фотопруж-  
ному спіральньо-вигнутому одномодовому ступеневому оптичному волокні за відсутності  
поляризаційних втрат при довжині робочої хвилі сигналу із четвертого вікна прозорості.  
Отримано результати розрахунків параметрів скручування оптичних волокон різних хіміч-  
них складів, при яких досягається дана умова.

**Ключові слова:** оптичне волокно, поляризаційна дисперсія, матеріальна дисперсія, хро-  
матична дисперсія, хвилевід на дисперсія.

### DETERMINATION OF SPIRALBENT SINGLEMODE OPTICAL FIBRE PARAMETERS FOR INDEMNIFICATION OF THE RUNNING CHROMATIC DISPERSION OF THE SIGNAL

*O. V. Bondarenko, O. M. Vlasov, O. M. Stachuk, D. M. Stepanov*

**Abstract.** Considered the step optical fibre photoelastic spiralbent singlemode. The condition of  
indemnification of a running chromatic dispersion in optical fibre in the absence of polarising losses  
of signal working wave length from the fourth window of a transparency is established. It is received  
the results of calculations of optical fibres parametres twisting of different chemical compounds at  
which the given condition is reached.

**Keywords:** optical fibre, polarising dispersion, material dispersion, chromatic dispersion, wave-  
guide dispersion.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПИРАЛЬНОИЗОГНУТОГО ОДНОМОДОВОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА ДЛЯ КОМПЕНСАЦИИ ПОГОННОЙ ХРОМАТИЧЕСКОЙ ДИСПЕРСИИ СИГНАЛА**

*О. В. Бондаренко, О. М. Власов, О. М. Стащук, Д. Н. Степанов*

**Аннотация.** Установлено условие компенсации погонной хроматической дисперсии в фотоупругом спиральноизогнутом одномодовом ступенчатом оптическом волокне при отсутствии поляризационных потерь на длине рабочей волны сигнала из четвертого окна прозрачности. Получено результаты расчетов параметров скрутки оптических волокон разных химических составов при которых достигается данное условие.

**Ключевые слова:** оптическое волокно, поляризационная дисперсия, материальная дисперсия, хроматическая дисперсия, волноводная дисперсия.

**Мета роботи.** Дослідження можливості компенсації хроматичної дисперсії при нормальних кліматичних умовах за рахунок поляризаційної дисперсії (за відсутності поляризаційних втрат), викликаної анізотропією діелектричних властивостей фотопружного оптичного волокна (ОВ) в конструкції оптичного кабелю (ОК).

**Спосіб компенсації погонної хроматичної дисперсії за рахунок погонної поляризаційної дисперсії.** Як показали попередні дослідження [1, 2, 3], представляється можливість використання різниці фазових швидкостей розповсюдження звичайної та незвичайної основних хвиль, що виникають в анізотропному фотопружному ОВ для корегування (а в окремих випадках і для компенсації) погонної хроматичної дисперсії в четвертому вікні прозорості (1,565–1,625 мкм). Розглянемо детально даний спосіб корегування (компенсації) дисперсії сигналу.

В спіральновигнутому одномодовому ОВ (СОМОВ), крім матеріальної і хвилеводної дисперсій, має місце також і поляризаційна дисперсія, причиною виникнення якої є анізотропія оптичних властивостей даного ОВ. В результаті подвійного променезаломлювання відбувається поширення двох хвиль з взаємоортогональними поляризаціями: звичайної ( $HE_{11}^o$ ) та незвичайної ( $HE_{11}^e$ ). Різниця фазових коефіцієнтів розповсюдження вказаних хвиль призводить до різниці фазових швидкостей розповсюдження, в результаті на виході анізотропного фотопружного ОВ спостерігається збільшення тривалості імпульсу світлового сигналу в порівнянні з імпульсом на вході.

Для оцінки можливості зменшення впливу хроматичної дисперсії в СОМОВ розглянемо результати впливу всіх видів дисперсії сигна-

лу для робочої довжини хвилі четвертого вікна прозорості.

Згідно результатів дослідження, представлених в [4] (див. рис. 10.5), питома матеріальна дисперсія в четвертому вікні прозорості має від'ємне значення, і, в результаті тривалість імпульсу сигналу на виході ОВ менша тривалості імпульсу на вході (рис. 1, а).

Хвилевідна дисперсія, навпаки, має додатне значення (див. рис. 10.8 із роботи [4]) і призводить до розширення інформаційного сигналу (рис. 1, б).

Питома хроматична дисперсія ОВ ( $\Delta\tau_{xp}$ ) розраховується як сума питомої матеріальної ( $M(\lambda)$ ) та питомої хвилевідної ( $H(\lambda)$ ) дисперсій [4]:

$$\Delta\tau_{xp} = M(\lambda) + H(\lambda) = \underbrace{\frac{\lambda}{n_1 c} \left[ \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2 \cdot (3\lambda^2 + l_i^2)}{(\lambda^2 - l_i^2)^3} - \left( -\frac{\lambda}{n_1} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \right)^2 \right]}_{\text{питома матеріальна дисперсія}} + \underbrace{\left[ \sqrt{1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - l_i^2} + \frac{\lambda^2}{n_1} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2}} \right] \cdot \frac{\Delta}{\lambda c}}_{\text{питома хвилевідна дисперсія}}, \quad (1)$$

де  $\lambda$  — довжина робочої хвилі, мкм;  $c$  — швидкість світла у вакуумі, км/с;  $n_1, n_2$  — показники заломлення матеріалів серцевини і оболонки ОВ відповідно;  $A_i, l_i$  — коефіцієнти, які залежать від складу скла [4];  $\Delta$  — відносна різниця показників заломлення серцевини і оболонки;  $\Phi = V \frac{\partial^2(Vb)}{\partial V^2}$  — функція, яка залежить від профілю діелектричної проникності ОВ, визначається за графіком ([4] Рисунок 10.8.);

$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$  — нормована частота,  $a$  — радіус сердцевини ОВ, мкм.

У разі рівності за модулем, але протилежності за знаком між розглянутими видами дисперсії здійснюється лінійна компенсація дисперсії без застосування регенераторів. Однак,

якщо домінуючою є матеріальна дисперсія, здійснюється не повна компенсація, а лише часткова (коригування) дисперсії. На рис. 1, в) показано результат спільного впливу на сигнал від'ємної матеріальної і хвилевідної дисперсій для випадку, коли більшою за модулем є матеріальна дисперсія.

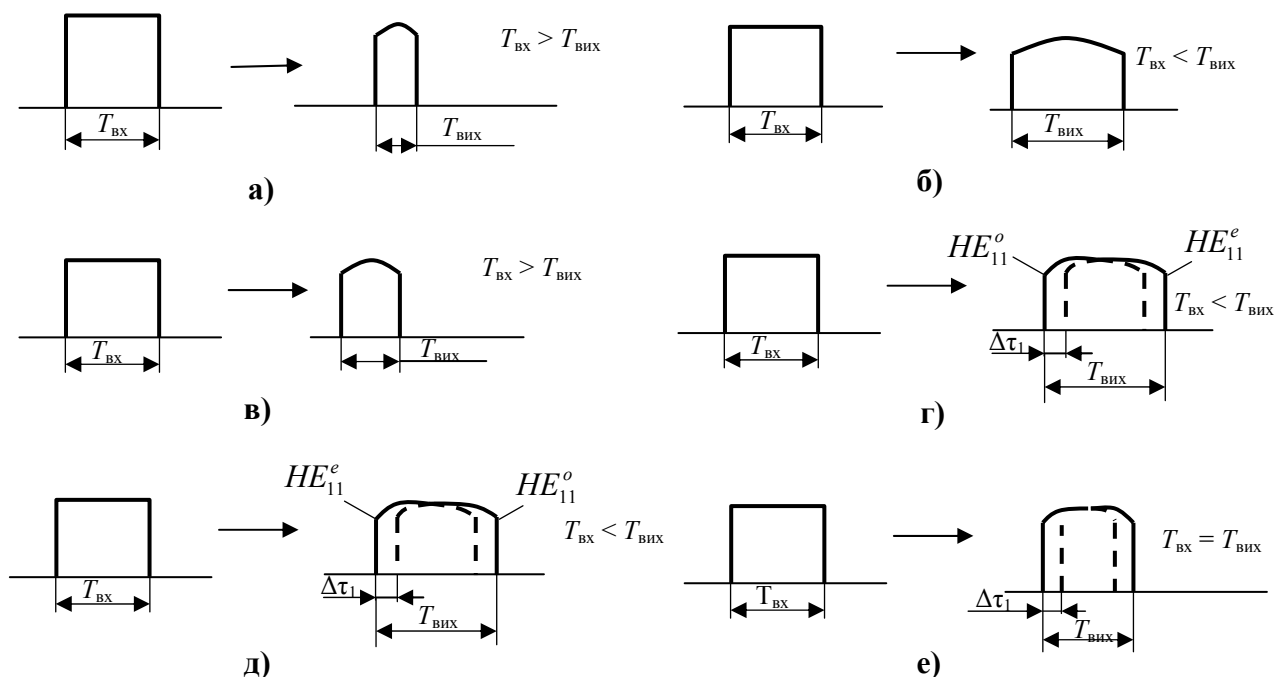


Рис. 1. Вплив дисперсії на ширину імпульсу оптичного сигналу: а) від'ємної матеріальної; б) хвилевідної; в) сумісно від'ємної матеріальної та хвилевідної; г) від'ємної поляризаційної; д) додатньої поляризаційної; е) сумісно від'ємної матеріальної, хвилевідної та поляризаційної

Як показали результати проведених розрахунків [1, 2, 3], погонна поляризаційна дисперсія ( $\Delta\tau_1$ ) залежить від параметрів скрутки ОВ в осерді кабелю та може приймати як додатні, так і від'ємні значення. У разі від'ємного значення  $\Delta\tau_1$ , незвичайна хвиля поширюється з більшою швидкістю, ніж хвиля звичайна (див. рис. 1 г), в результаті розділення енергії вхідного імпульсу, відстань від переднього фронту звичайної хвилі до заднього фронту незвичайної хвилі більше ширини імпульсу вхідного сигналу, тому має місце розширення оптичного сигналу. У разі додатнього значення, навпаки, звичайна хвиля випереджає незвичайну (див. рис. 1 д). У даному випадку також має місце розширення вхідного імпульсу інформаційного сигналу на виході.

Поляризаційна дисперсія, обумовлена асиметрією діелектричних властивостей ОВ, що

викликана фотопружністю, зростає при збільшенні довжини робочої хвилі сигналу. Ступінь впливу фотопружності при спіральному укладанні ОВ будемо оцінювати параметром

$$A = \frac{p}{4\pi R} \quad (p \text{ — крок спіралі, } R \text{ — радіус спіралі}).$$

В якості прикладу на рис. 2 представлено залежність  $\Delta\tau_1$  від довжини хвилі для сердцевин ОВ, виконаної із чистого кварцу (100 % SiO<sub>2</sub>). В представленій залежності параметр  $A$  вибирався рівним 0,553, оскільки при цьому, як буде доведено в даній роботі, досягається мінімум поляризаційних втрат.

З точки зору погонної хроматичної дисперсії, як додатне значення  $\Delta\tau_1$ , так і від'ємне, слід розглядати в якості значення, що збільшує тривалість імпульсу (рис. 1, г і д). Тому в подальшому розгляді  $\Delta\tau_1$  з метою аналізу впливу на форму сигналу будемо використовувати модуль значення  $\Delta\tau_1$ .

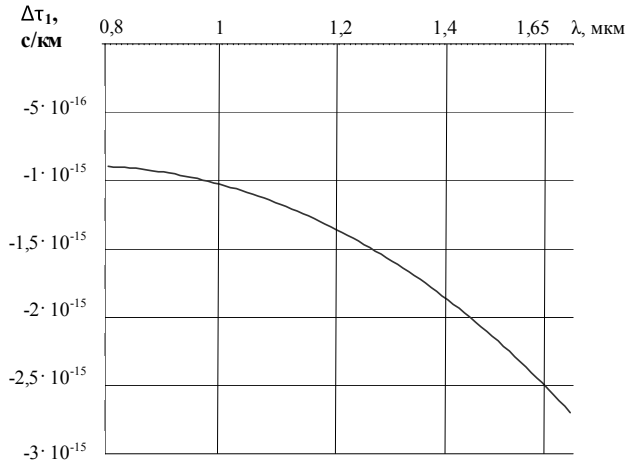


Рис. 2. Залежність  $\Delta\tau_1$  від довжини хвилі при  $A = 0,553$  для 100 %  $\text{SiO}_2$ ;

Таким чином, оптичний сигнал при проходженні через фотопружне ОВ піддається впливу трьох видів дисперсії, розглянутих вище. У разі рівності нулю суми хроматичної дисперсії і поляризаційної, досягається компенсація хроматичної дисперсії і, в результаті, тривалість імпульсу сигналу на виході дорівнює тривалості імпульсу на вході ОВ (рис. 1 е).

Для повного аналізу можливості компенсації хроматичної дисперсії в СОМОВ необхідно врахувати величини поляризаційних втрат, що мають місце внаслідок невзаємного обміну потужностями між звичайною та незвичайною хвилями. Оскільки амплітуди  $HE_{11}^o$  та  $HE_{11}^e$  хвиль змінюються по мірі розповсюдження оптичного сигналу в фотопружному ОВ через наявність перехідних затухань, існує потреба у досягненні рівності між потужностями даних хвиль на приймальному кінці волоконно-оптичної лінії зв'язку (ВОЛЗ). Для пояснення використаємо рис. 3, на якому представлено сумісний вплив поляризаційної дисперсії та перехідних затухань на імпульс оптичного сигналу, який має форму, представлену на рис. 1 а).

По мірі розповсюдження оптичного сигналу в СОМОВ між основними хвилями (звичайною  $HE_{11}^o$  та незвичайною  $HE_{11}^e$ ) відбувається обмін потужностями: після проходження сигналом довжини ОВ, рівній  $m\xi_1$  ( $m$  — ціле число,  $\xi_1$  — напівдовжина ділянки биття) частина потужності із незвичайної хвилі перекачується в звичайну, а частина потужності із звичайної перекачується в незвичайну, причому при  $m = 1, 3, 5, \dots$  домінуючою є величина потужності, що перекачується із незвичайної хвилі у звичайну (характеризується перехідним затуханням

$\alpha_{n_1}^{eo}(\xi_1)$ ), при  $m = 2, 4, 6, \dots$ , навпаки переважає потужність, що перекачується із звичайної хвилі в незвичайну (характеризується перехідним затуханням  $\alpha_{n_1}^{oe}(\xi_1)$ ) [5].

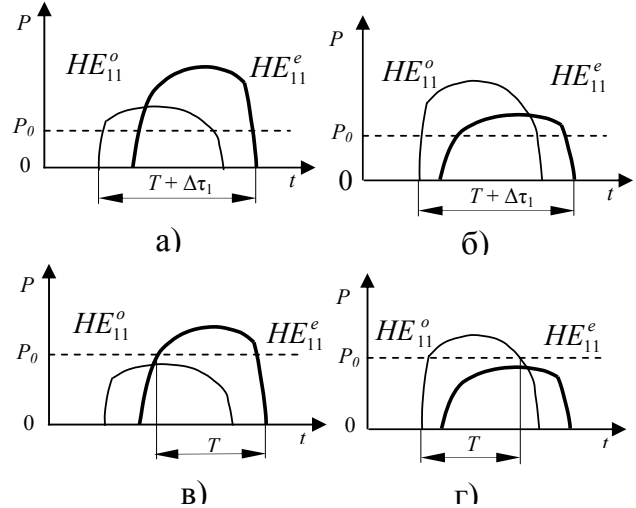


Рис. 3. Сумісний вплив перехідних затухань та поляризаційної дисперсії на форму імпульсу передаваного сигналу

Після проходження імпульсом довжини ОВ, рівної  $\xi_1$ , основний напрямок перекачування його потужності змінюється на протилежний. В фотопружному СОМОВ величину напівділянки биття  $\xi_1$  можна розрахувати через параметр  $A$ , використавши вираз [5]:

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

де  $n_1$  — показник заломлення серцевини ОВ;  $R$  — радіус спіралі, в яку укладено ОВ, мм;  $w$  — радіус модового поля, мкм;  $A = \frac{p}{4\pi R}$  — пара-

метр скручування ОВ,  $p$  — крок спіралі, в яку укладено ОВ, мм.

При  $A \gg 1$  напівдовжина ділянки биття  $\xi_1$  прямо пропорційна  $A$ . Згідно виразу (2), при  $A \rightarrow 0,617999$  значення напівдовжини биття прямує до нескінченності. Поясненням цього є рівність фазових коефіцієнтів розповсюдження незвичайної  $\beta_1^e$  та звичайної хвиль  $\beta_1^o$  і ділення  $\omega$  на різницю даних коефіцієнтів призводить до суттєвого зростання величини  $\xi_1$  (див. (5)). Однак матеріал СОМОВ при цьому залишається анізотропним, недіагональні елементи тензора діелектричної проникності  $\epsilon_{\phi z}, \epsilon_{z\phi}$  є відмінними від нуля, а значення елемента  $\epsilon_{zz}$  відрізняється від діелектричної проникності ізотропного ОВ  $\epsilon(r)$ .

Перехідні затухання при обміні потужностями між звичайною та незвичайною хвилями є добутками функцій спектральної залежності перехідних затухань основних хвиль, геометрії вигину та кутів поляризації матеріалу. Останні дві функції залежать від безрозмірного параметра  $A$ , від якого, згідно (1) залежить також значення напівдовжини ділянки биття.

Після проходження оптичним сигналом довжини СОМОВ, рівної  $2\xi_1$ , основна потужність зв'язку перекачається із незвичайної хвилі в звичайну та перекачається в зворотньому напрямку, із звичайної в незвичайну. При цьому поляризаційні втрати на довжині  $2\xi_1$  для незвичайної хвилі складатимуть [6]:

$$\alpha_{n1}^{eo}(2\xi_1) = \alpha_{n1}^{eo}(\xi_1) - \alpha_{n1}^{oe}(\xi_1), \quad (3)$$

де  $\alpha_{n1}^{eo}(2\xi_1)$  – перехідне затухання для незвичайної хвилі на ділянці биття, дБ;  $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$ ,  $\alpha_{n1}^{oe}(\xi_1)$  – перехідні затухання на напівдовжинах биття при перекачуванні потужності із незвичайної хвилі у звичайну та із звичайної в незвичайну відповідно, дБ. Розрахункові вирази для даних параметрів отримані в [5] та в силу їх громіздкості в даній роботі не приводяться.

Поляризаційні втрати після проходження оптичним сигналом довжини СОМОВ  $2\xi_1$  для звичайної хвилі складатимуть [6]:

$$\alpha_{n1}^{oe}(2\xi_1) = -\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1) + \alpha_{n1}^{oe}(\xi_1), \quad (4)$$

На рис. 4 представлено залежність перехідного затухання для незвичайної хвилі на ділянці биття  $\alpha_{n1}^{eo}(2\xi_1)$ , розраховану за виразом (3). Отримано наступні результати: при  $A = 0 \dots 0,487$  та  $A = 0,986 \dots 2,308$  перехідні затухання відсутні, при  $A = 0,487 \dots 0,553$  та  $A = 2,307 \dots 2,975$  більша частина потужності імпульсу перекачується у звичайну хвилю, при  $A = 0,553 \dots 0,986$  та  $A > 2,975$  домінує потужність, що перекачується в незвичайну хвилю. Графік залежності перехідного затухання для звичайної хвилі на ділянці биття  $\alpha_{n1}^{oe}(2\xi_1)$  представляє собою дзеркальне відображення графіка, представленого на рис. 4, відносно вісі абсцис [6].

В разі, якщо поляризаційна дисперсія

від'ємна і  $\alpha_{n1}^{oe}(\xi_1) > \alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$ , тоді потужність незвичайної хвилі зростає, а потужність звичайної хвилі зменшується (див. рис. 3 а) та в)). Якщо при цьому потужність звичайної хвилі більша за порогову чутливість фотоприймача ( $P_\rho$ ), тоді на приймальному кінці ВОЛЗ реєструватиметься збільшення тривалості імпульсу за рахунок подвійного променезаломлювання (див. рис. 3 а)), якщо ж потужність звичайної хвилі менша  $P_\rho$ , компенсація хроматичної дисперсії за рахунок поляризаційної в такому випадку позбавлена сенсу, оскільки матиме місце відтворення частини імпульсу, що знаходиться в межах чутливості фотодіода (див. рис. 3 в)). Аналогічним чином відбувається коли  $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1) > \alpha_{n1}^{oe}(\xi_1)$  (див. рис. 3 б) та г)).

Отже, для реалізації компенсації від'ємної поляризаційної дисперсії в СОМОВ, виконання рівності поляризаційної дисперсії, взятої за модулем, хроматичній дисперсії не достатньо, потрібно, також, досягти рівності потужностей звичайної та незвичайної хвиль на приймальному кінці ВОЛЗ.

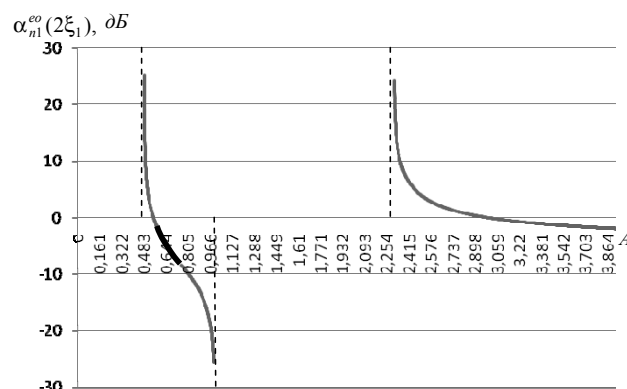


Рис. 4. Залежність перехідного затухання незвичайної хвилі в СОМОВ на ділянці, рівній довжині биття від параметру  $A$

**Лінійна компенсація погонної хроматичної дисперсії в СОМОВ.** Вираз для визначення різниці групових часів розповсюдження звичайної та незвичайної основних хвиль в СОМОВ отриманий в [1]. Таким чином, використавши вираз (1), отримуємо рівняння компенсації погонної хроматичної дисперсії в СОМОВ:

$$\underbrace{\frac{\lambda^3}{c\lambda \left[ 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - l_i^2} \right]^{3/2}} \cdot \left[ \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} - \frac{A_i}{\lambda^2 - l_i^2} \right]}_{\text{погонна поляризаційна дисперсія}} \cdot \left[ \frac{r}{R} G(A) + \frac{r^2}{2R^2} H(A) \right] =$$

$$= \Delta\lambda [M(\lambda) + H(\lambda)], \quad (5)$$

де  $r$  — радіус ОВ, мкм;  $\Delta\lambda$  — ширина спектру випромінювання передавального оптичного модуля, мкм; функції  $G(A)$  і  $H(A)$  залежать від геометрії вигину СОМОВ та розраховуються по формулах [5]:

$$G(A) = \frac{A^2 + 2A - 1}{(1 + 4A^2)\sqrt{1 + A^2}}; \quad (6)$$

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

Шляхом підбору радіусу та кроку спіралі СОМОВ представляється можливість досягти виконання умови (5), в результаті виконується компенсація погонної хроматичної дисперсії. На рис. 5 показано залежність суми трьох видів дисперсій ( $\sum \Delta\tau_{\text{пог}}$ ) від параметра  $A$  при довжині робочої хвилі  $\lambda = 1,565$  мкм для СОМОВ наступного хімічного складу: серцевина — 4,1 %  $\text{GeO}_2$  та 95,9 %  $\text{SiO}_2$ , а оболонка — 1 % F та 99 %  $\text{SiO}_2$ . Як видно з рис. 5, умова (5) для даного ОВ досягається при двох значеннях параметру  $A$ :  $A = 0,553$  та  $A = 0,728$ . При  $A = 0,618$  погонна поляризаційна дисперсія відсутня і погонна хроматична дисперсія буде рівна сумі погонних матеріальної та хвилевідної дисперсій.

Розглянемо особливості перехідних затухань при обміні потужності між звичайною та незвичайною хвилями на напівдовжинах ділянки биття ( $\alpha_{nl}^{oe}(\xi_1)$  та  $\alpha_{nl}^{eo}(\xi_1)$ ) при  $A = 0,553$ . На рис. 6 представлено характер зміни потужностей звичайної та незвичайної основних хвиль для даного випадку в СОМОВ наступного хімічного складу: серцевина — 100 %  $\text{SiO}_2$ , оболонка — 1 % F, 99 %  $\text{SiO}_2$ .

На рис. 6 взято до уваги лише затухання основних хвиль в результаті перехідних затухань, не враховано релеєвське розсіювання та

резонансні поглинання на іонах домішків в склі на резонансних частотах (вплив даних видів втрат рахується однаковим для звичайної та незвичайної хвиль).

$\sum \Delta\tau_{\text{пог}}$ , с/км

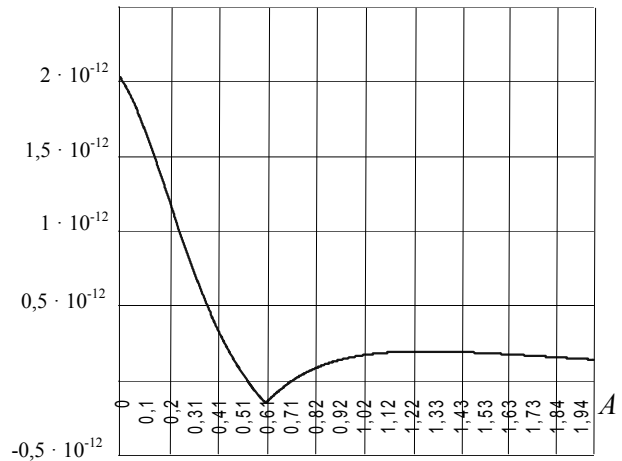


Рис. 5. Залежність сумарної погонної дисперсії від параметру  $A$  в СОМОВ

При поступанні на вхід СОМОВ з  $A = 0,553$  імпульсу прямокутної форми, відбувається перекачування потужності незвичайної хвилі в звичайну хвилю, причому на довжині СОМОВ  $\xi_1$  перепад по потужності між даними хвилями складає 7,168 дБ. На ділянці після  $\xi_1$  до  $2\xi_1$  відбувається зворотній перетік потужності — із звичайної хвилі в незвичайну, тієї ж величини, що і в попередньому випадку. Таким чином на довжині СОМОВ, кратній довжині биття, потужність звичайної хвилі дорівнює потужності незвичайної хвилі. Значення напівділянки биття при цьому, згідно виразу (2) складає  $\xi_1 = 0,0264$  м. Отже, щоб компенсація погонної дисперсії в СОМОВ при  $A = 0,553$  була максимально ефективною, необхідно щоб довжина даного ОВ була кратною 0,0528 м.

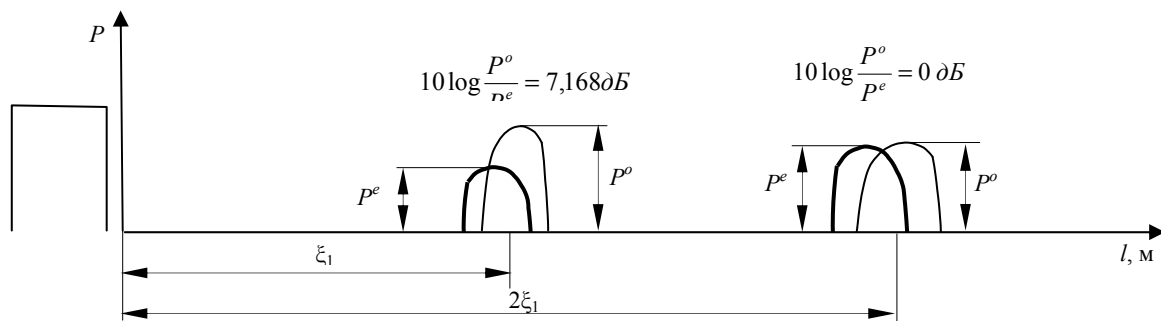


Рис. 6. Характер зміни потужностей звичайної та незвичайної хвиль по мірі розповсюдження сигналу по СОМОВ з  $A = 0,553$

Другим способом уникнення перепаду по потужності звичайної та незвичайної основних хвиль в СОМОВ є виконання умови (5) при значенні параметра  $A$  в діапазонах  $0 \dots 0,487$  або  $0,986 \dots 2,308$ , в яких, як показали результати досліджень, приведені вище, відсутні взаємні впливи між хвилями, тобто не спостерігається обмін потужностями, хвилі розповсюджуються автономно. Отже, в даних областях значень  $A$  значно простіше досягти рівності між звичайною та незвичайною хвилями. Однак, при цьому виникають труднощі іншого характеру: 1) в діапазоні  $A = 0 \dots 0,487$  ступінь прикладених до ОВ механічних напруг значно

перевищує граничнодопустиму, що призведе до виникнення тріщин в матеріалі ОВ та виходу з ладу останнього [7, 8]; 2) в діапазоні  $A = 0,986 \dots 2,308$  погонна поляризаційна дисперсія значно зменшується (див. результати досліджень, приведені в [1, 2]), стає на декілька порядків меншою за суму погонних матеріальної та хвилевідної дисперсій, тому про компенсацію погонної хроматичної дисперсії в даному випадку говорити не приходиться.

Результати обчислень значень погонних поляризаційної та хроматичної дисперсії в ОВ різного хімічного складу при  $R = 5$  мм та параметрі  $A = 0,553$  зведені в таблицю 1.

Таблиця 1  
Параметри СОМОВ, при яких досягається компенсація погонної хроматичної дисперсії

Склад ОВ	Радіус спіралі $R$ , мм	Параметр $A$	Погонна поляризаційна дисперсія, с/км	Погонна хроматична дисперсія, с/км
1. Серцевина — 7 % $\text{GeO}_2$ , 93 % $\text{SiO}_2$ , оболонка — 3,5 % $\text{B}_2\text{O}_3$ , 96,5 % $\text{SiO}_2$	5	0,553	$3,874 \cdot 10^{-13}$	$-3,874 \cdot 10^{-13}$
2. Серцевина — 4,1 % $\text{GeO}_2$ , 95,9 % $\text{SiO}_2$ , оболонка — 1 % F, 99 % $\text{SiO}_2$	5	0,553	$5,674 \cdot 10^{-13}$	$-5,674 \cdot 10^{-13}$
3. Серцевина — 3,5 % $\text{GeO}_2$ , 96,5 % $\text{SiO}_2$ , оболонка — 3 % $\text{B}_2\text{O}_3$ , 97 % $\text{SiO}_2$	5	0,553	$4,737 \cdot 10^{-13}$	$-4,737 \cdot 10^{-13}$
4. Серцевина — 13,5 % $\text{GeO}_2$ , 86,5 % $\text{SiO}_2$ , оболонка — 1 % F, 99 % $\text{SiO}_2$	5	0,553	$4,1302 \cdot 10^{-13}$	$-4,1302 \cdot 10^{-13}$
5. Серцевина — 9,1 % $\text{P}_2\text{O}_5$ , 90,9 % $\text{SiO}_2$ , оболонка — 3,5 % $\text{B}_2\text{O}_3$ , 96,5 % $\text{SiO}_2$	5	0,553	$4,84 \cdot 10^{-13}$	$-4,84 \cdot 10^{-13}$
6. Серцевина — 9,1 % $\text{GeO}_2$ , 7,7 % $\text{B}_2\text{O}_3$ , 83,2 % $\text{SiO}_2$ , оболонка — 2,2 % $\text{GeO}_2$ , 3,3 % $\text{B}_2\text{O}_3$ , 94,5 % $\text{SiO}_2$	5	0,553	$4,9332 \cdot 10^{-13}$	$-4,9332 \cdot 10^{-13}$
7. Серцевина — 4,03 % $\text{GeO}_2$ , 9,7 % $\text{B}_2\text{O}_3$ , 86,27 % $\text{SiO}_2$ , оболонка — 1 % F, 99 % $\text{SiO}_2$	5	0,553	$4,7446 \cdot 10^{-13}$	$-4,7446 \cdot 10^{-13}$
8. Серцевина — 5,8 % $\text{GeO}_2$ , 94,2 % $\text{SiO}_2$ , оболонка — 1 % F, 99 % $\text{SiO}_2$	5	0,553	$4,9511 \cdot 10^{-13}$	$-4,9511 \cdot 10^{-13}$
9. Серцевина — 7,9 % $\text{GeO}_2$ , 92,1 % $\text{SiO}_2$ , оболонка — 13,5 % $\text{B}_2\text{O}_3$ , 86,5 % $\text{SiO}_2$ (загартований)	5	0,553	$4,8801 \cdot 10^{-13}$	$-4,8801 \cdot 10^{-13}$

**Висновок** Враховуючи вищевикладені аргументи, авторами прийнято рішення брати за основу значення параметра  $A = 0,553$  для досягнення компенсації погонної хроматичної дисперсії в СОМОВ, так, як по-перше, при цьому погонна поляризаційна дисперсія має один порядок із хро-

матичною, по-друге, досягається рівність між потужностями звичайної та незвичайної хвиль, по-третє, СОМОВ при цьому піддане впливу механічної напруги, яка не перевищує граничнодопустиму і не руйнуватиме структуру ОВ. Отриманий в роботі метод визначення параметрів

*спіральної скрутки ОВ може бути застосований для розробки конструкцій ОК, що забезпечують нульове значення погонної дисперсії сигналу в четвертому вікні прозорості.*

### Література

1. Одинцов Н. Н. Исследование поляризационной дисперсии волоконных световодов, изогнутых по спирали / Н. Н. Одинцов, О. М. Стащук // Наукові праці ОНАЗ ім. О. С. Попова. — Одеса, 2009.
2. Стащук О. М. Компенсація внутрішньомодової дисперсії в анізотропному фотопружному оптичному волокні / О. М. Стащук // Вісник Хмельницького Національного університету — Хмельницький, 2009. — Вип. 4 — С. 230–233.
3. Использование свойств анизотропной среды для реализации компенсаторов дисперсии: Научно-практична конференція «Сенсор — 2009», 01–04 червня, 2009 р. / Одинцов Н. Н., Стащук О. М. — Одеса, 2009. — С. 60–61.
4. Корнейчук В. И. Оптические системы передачи / Корнейчук В. И., Макаров Т. В., Панфилов И. П. — К.: Техніка, 1994. — 388с.
5. Макаров Т. В. Невзаимные влияния волн и сигналов в спиральных одномодовых волоконных световодах. Часть I / Макаров Т. В. // Праці УНДІРТ. — Одеса, 2004. — Вип. 2 (38). — С. 23–29.
6. Стащук О. М. Вплив асиметрії діелектричних властивостей анізотропного фотопружного оптичного волокна на поляризаційні втрати оптичного сигналу / О. М. Стащук // Вісник Хмельницького Національного Університету. — 2010. — № 4.
7. Макаров Т. В. Скрученный волоконный световод для когерентной передачи сигналов / Макаров Т. В. // Праці УНДІРТ. — Одеса, 1998. — № 1 (13). — С. 22–28.
8. Макаров Т. В. Волоконный световод с упорядоченной вращающейся микроструктурой стекла / Макаров Т. В. // Праці УНДІРТ. — Одеса, 1999. — № 2(18) — С. 50–54.