

ЕЛЕКТРОМАГНІТНИЙ ЗВ'ЯЗОК МІЖ АНІЗОТРОПНИМ ТА ІЗОТРОПНИМ ОПТИЧНИМИ ВОЛОКНАМИ

Отримано вираз розрахунку коефіцієнта електромагнітного зв'язку між анізотропним оптичним волокном з впорядкованою обертовою мікроструктурою скла та ізотропним оптичним волокном. Встановлено умову повної передачі потужності оптичного сигналу з анізотропного оптичного волокна в ізотропне.

Expression of calculation of coefficient of electromagnetic connection is got between an anisotropic optical fibre with the well-organized circulating microstructure of glass and isotropic optical fibre. A complete assignment of power of visual signal clause is set from an anisotropic optical fibre in isotropic.

Ключові слова: оптичне волокно, анізотропія, впорядкована обертова мікроструктура скла, електромагнітний зв'язок.

Застосування анізотропних компонентів для побудови елементів волоконно-оптичних систем передавання (ВОСП) представляє науковий і практичний інтерес. На сьогодні розв'язується задача спектрального, поляризаційного та просторового поділу потужності оптичного сигналу та мінімізації втрат у направлених відгалужувачах. Використання особливостей анізотропних середовищ дозволить поліпшити дані характеристики.

Одним із способів створення анізотропного оптичного волокна (ОВ) є фотопружність, викликана наданням мікроструктурі скла, з якого виготовлене ОВ впорядкованої обертаємості за спіральною лінією. Технологія виробництва даного виду ОВ представлена в [1]. В роботі [2] проведено дослідження особливостей поширення електромагнітної хвилі по ОВ з впорядкованою обертаємою мікроструктурою скла (ВОМС): діелектричні властивості середовища, подвійне променезаломлювання, поляризаційна дисперсія. В роботах [3, 4] проведено дослідження поляризаційних втрат при обміні потужностями між основними звичайною та незвичайною хвилями. В роботі [5] отримано вираз для розрахунку коефіцієнта електромагнітного зв'язку між ізотропними ОВ, розташованими паралельно.

Можливість впливу на ступінь асиметрії діелектричних властивостей анізотропного ОВ шляхом визначення необхідних параметрів ВОМС, завдяки чому можна виконувати поділ оптичного сигналу за потужністю, часом, частотою, дає підставу для дослідження можливості передачі сигналу шляхом електромагнітного зв'язку із ОВ з ВОМС в ізотропне ОВ і навпаки.

Метою роботи є встановлення залежності коефіцієнта електромагнітного зв'язку C_{ab} між ОВ a , яке є анізотропним з ВОМС, та ізотропним ОВ b (рис. 1). Для посилення електромагнітного зв'язку дані ОВ мають односторонній зріз оболонок на глибину d_{sp} та розташовані зрізами паралельно, впритул одне до другого на ділянці певної довжини. На рис. 2 спрощено проілюстровано структуру даної системи зв'язаних ОВ. Розташування представлено в декартовій системі координат: вісі координат x , y , z , причому вісь z співпадає з віссю ОВ a , вісь y нормально направлена до вісей ОВ a та b .

Оптичне випромінювання від лазера поступає на вхід анізотропного ОВ a , і за рахунок електромагнітного зв'язку частина потужності сигналу передаватиметься в ОВ b .

Нехай ОВ a та b – одномодові з однаковими радіусами оболонок, ОВ a – однорідне за хімічним складом скла, ОВ b – ступеневе. На вхід анізотропного ОВ з ВОМС a поступає неперервний сигнал довжиною хвилі λ . Розповсюдження електромагнітної хвилі в ОВ з ВОМС відбувається по спіральній лінії певного кроку та радіуса, яка відповідає закону спіральної лінії, вздовж котрої направлено вісі молекул та мікрокристалів. Це призводить до повороту площини поляризації звичайної (HE_{11}^o) та незвичайної (HE_{11}^e) хвиль на одиницю довжини ОВ на кут $\nu = 2\pi/p_1$ (p_1 – крок обертання мікроструктури скла). Оптична вісь ОВ з ВОМС, що нормально з'єднує вісь ОВ із спіральною лінією, має обертаємий характер, що показано на рис. 1. Обмін потужностями між ОВ a та ОВ b буде здійснюватись не на всій ділянці, вздовж якої дані ОВ розташовані впритул (як відбувається в ізотропних ОВ), а лише на тих відрізках, коли оптична вісь ОВ a направлена з центру ОВ a в бік ОВ b . На рис. 1 дані ділянки зв'язку представлені як $Z_{3\theta}$. На ділянці $Z_{3\theta}$ потужність хвилі максимально зорієнтована до ОВ b і відбувається максимальний перехід частини потужності з ОВ a в ОВ b .

Згідно результатів досліджень, проведених в [2], в ОВ з ВОМС, як і в укладеному в спіральну лінію при нормальних кліматичних умовах ОВ, по мірі розповсюдження сигналу відбувається обмін потужностями між основними звичайною та незвичайною хвилями: частина потужності звичайної хвилі перекачується у незвичайну на відрізку, що дорівнює напівдовжині ділянки биття ξ_1 (напівдовжина ділянки биття – довжина ОВ, вздовж якої відбувається перекачування основної потужності оптичного сигналу в одному напрямку), пройшовши який, на наступному відрізку ξ_1 , потужність перекачується у зворотньому напрямку – із незвичайної в звичайну, після чого даний процес повторюється. У випадку ОВ з ВОМС потужність, «що віддається» звичайною хвилею переважає над потужністю, «що віддається» незвичайною хвилею. Різниця величин перехідних затухань при цьому складає 6,72 дБ [3, 4]. Напівдовжина ділянки биття

при цьому $\xi_1 \rightarrow 0$.

Результати даних досліджень дають підстави для твердження, що в ОВ з ВОМС потужність оптичного сигналу перекачується в незвичайну хвилю на нескінченно малому відрізку ОВ, тобто встановлюється стаціонарна еліптична поляризація з співвідношенням оптичних напівоосей незвичайної та звичайної хвиль $d^e/d^o \approx 2,14$. В силу викладеного, розглянемо електромагнітний зв'язок між ОВ a та b на основі переходу лише незвичайної хвилі з ОВ a в ОВ b .

Представимо потік потужності оптичного сигналу (промінь) в ОВ a по спіральній лінії, параметри якої – крок p_1 , радіус $R = b$ (радіус оболонки ОВ). На рис. 2 вона показана сірою. Початок руху променя – в точці A (лежить на від'ємній напівоосі x), промінь перетинає лінію зрізу ОВ в точці A_1 , далі сигнал розповсюджується в ОВ b , після чого, рухаючись у зворотньому напрямку, промінь перетинає лінію зрізу волокон в точці B_1 , перетинає площину xz в точці B . Різниця по координаті z між точками A та B буде складати половину кроку обертання ВОМС ($p_1/2$). Довжина $Z_{3\phi}$ в даному випадку буде дорівнювати відрізку між точками A_1 та B_1 .

Для знаходження $Z_{3\phi}$ скористаємось наступною методикою. Розглянемо площину, на якій лежить дуга AB , маршрут якої описаний вище, і якщо подивитись на дану дугу із боку нормалі, проведеної до вказаної площини, представляється можливим розглядати дугу AB на половині еліпса, велика вісь якого дорівнює $\sqrt{4R^2 + \frac{p_1^2}{4}}$, а мала напівовісь – R (рис. 3).

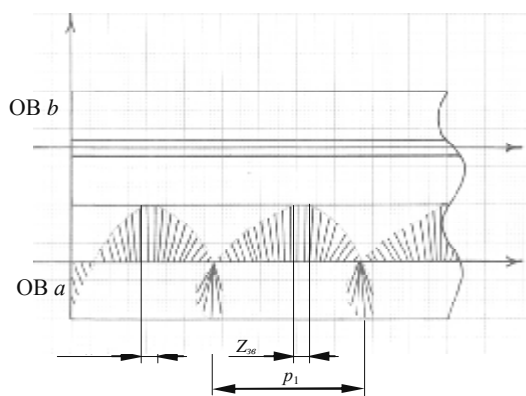


Рис. 1. Повздовжній переріз ОВ a та b та характер обертання оптичної ісі в ОВ з ВОМС (a)

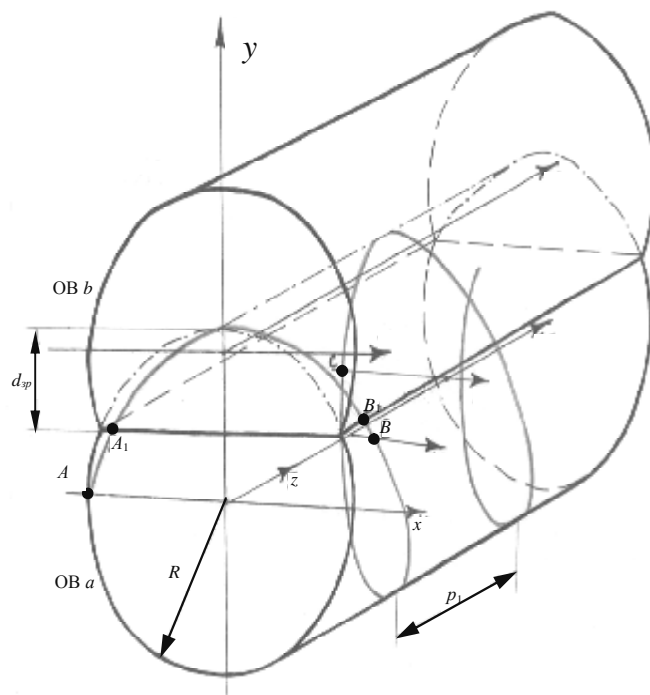


Рис. 2. Спрощена структура зв'язаних електромагнітним полем ОВ: a – анізотропне ОВ з ВОМС, b – ізотропне ОВ

Для знаходження довжини відрізка A_1B_1 складемо рівняння даного еліпса:

$$\frac{A_1B_1^2/4}{AB^2/4} + \frac{(R - d_{3\phi})^2}{R^2} = 1. \tag{1}$$

В такому випадку довжина A_1B_1 дорівнюватиме:

$$A_1B_1 = \sqrt{\frac{\left(4R^2 + \frac{p_1^2}{4}\right)(2R \cdot d_{3\phi} - d_{3\phi}^2)}{R^2}}. \tag{2}$$

Проекція дуги AB на площину xz має вигляд, представлений на рис. 4.

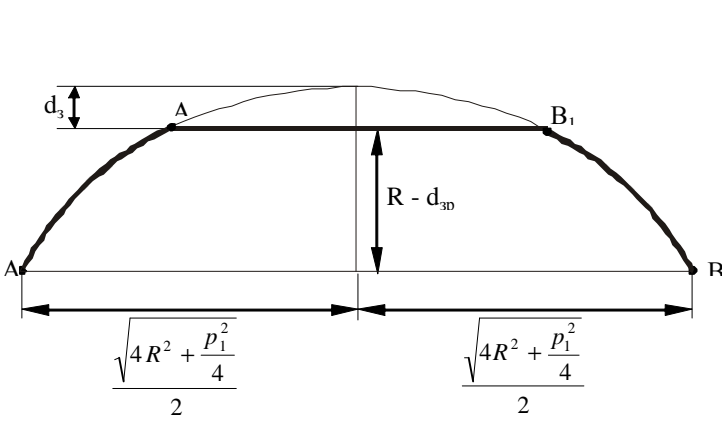


Рис. Траекторія руху променя в околі ділянки Z_{3e}

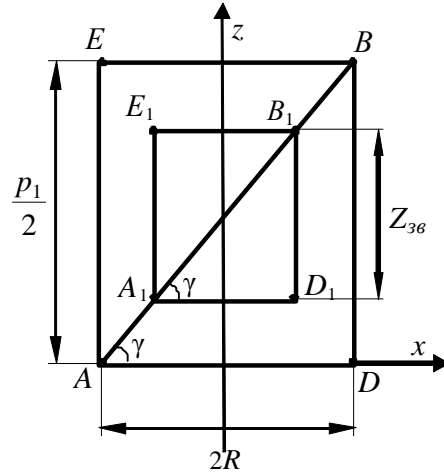


Рис. 1 Проекція дуги AB на площину xz

Знайдемо всі інші розміри даної проекції:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{P_1}{4R}. \quad (3)$$

$$A_1D_1 = A_1B_1 \cdot \cos \gamma = A_1B_1 \cdot \cos \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{P_1}{4R} \right) \right) \quad (4)$$

$$Z_{3e} = A_1E_1 = A_1B_1 \cdot \sin \gamma = A_1B_1 \cdot \sin \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{P_1}{4R} \right) \right) \quad (5)$$

Таким чином, довжина відрізка Z_{3e} , на якому має місце перехід потужності незвичайної хвилі з OB a в OB b , дорівнює довжині відрізка A_1E_1 та розраховується за виразом (5).

Отже, згідно [6], при надходженні на вхід OB з ВОМС a оптичного сигналу, потужністю $P(a) = |A_a(0)|^2 = 1$ (A_a – амплітуда хвилі в OB a), зміна потужності в OB a вздовж ділянки Z_{3e} буде здійснюватись за виразом:

$$P_a(z) = \cos^2 \left(z_{3e} \cdot \sqrt{C_{ab}^2 + \Delta\beta^2} \right) + \frac{\Delta\beta^2}{C_{ab}^2 + \Delta\beta^2} \sin^2 \left(z_{3e} \cdot \sqrt{C_{ab}^2 + \Delta\beta^2} \right), \quad (6)$$

де C_{ab} – коефіцієнт електромагнітного зв'язку між OB a та b , $\Delta\beta = \frac{\beta_a^e - \beta_b}{2}$ (β_a^e – фазовий коефіцієнт розповсюдження для незвичайної хвилі в OB a , β_b – фазовий коефіцієнт розповсюдження вздовж OB b).

При цьому потужність, що передається в OB b буде змінюватись за виразом [6]:

$$P_b(z) = \frac{C_{ab}^2}{C_{ab}^2 + \Delta\beta^2} \sin^2 \left(z_{3e} \cdot \sqrt{C_{ab}^2 + \Delta\beta^2} \right). \quad (7)$$

У випадку $\beta_a^e = \beta_b$, матиме місце наступний розподіл потужностей оптичного сигналу між OB a та b [6]:

$$P_a(z) = \cos^2(z_{3e} \cdot C_{ab}), \quad P_b(z) = \sin^2(z_{3e} \cdot C_{ab}). \quad (8)$$

При однакових фазових коефіцієнтах передачі вся потужність оптичного сигналу на ділянці Z_{3e} перейде із світловода a у світловод b , і якщо дані OB розвести просторово після ділянки Z_{3e} , потужність з OB b не повернеться в OB a , і сигнал зніматиметься з виходу тільки OB b . Таким чином, щоб досягти передачі 100 % потужності оптичного сигналу з OB a в OB b , необхідно виконати умову:

$$\begin{cases} C_{ab} = \frac{\pi}{2 \cdot Z_{3e}}; \\ \beta_a^e = \beta_b. \end{cases} \quad (9)$$

Характер зміни потужностей вздовж OB a та b при виконанні (9) ілюструє рис. 5.

Визначимо методику розрахунку коефіцієнта електромагнітного зв'язку C_{ab} . В роботі [5] приведена формула розрахунку даного параметра для ізотропних діелектричних смужкових світловодів, яка в координатах рис. 2 представляється у вигляді:

$$C_{ab} = \frac{2k_y^2 \cdot q_y \cdot e^{-q_y \cdot l}}{k_z \cdot m \cdot (q_y^2 + k_y^2)}, \quad (10)$$

де k_y – хвильове число уздовж осі y , k_z – хвильове число уздовж осі z , q_y – показник експонентного спаду поля поза серцевиною уздовж осі y , m – ширина каналу (довжина відрізка A_1B_1 рис. 4), l – відстань між каналами.

Хвильове число для незвичайної хвилі в ОВ з ВОМС a , при куті поляризації $\varphi^e = \pm \pi/2$, визначається за виразом:

$$k_1^e = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sqrt{\varepsilon_a^e(r, \varphi)} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sqrt{\varepsilon_a(r) + v^2 r^2 + vr}, \quad (11)$$

де λ – довжина робочої хвилі сигналу, $\varepsilon_a(r)$ – діелектрична проникність ОВ a без урахування ВОМС (ізотропного), v – кручення скла ОВ a , r – поточна координата обертової циліндричної системи.

Хвильове число уздовж осі y визначається:

$$k_y = k_1^e \cdot \cos \varphi_1, \quad (12)$$

де φ_1 – кут між дотичною до незвичайного променя в точці перетину даним променем лінії зрізу (точці A_1) та нормаллю до границі поділу двох середовищ. Для визначення даного параметра виконаємо проекцію дуги AB на площину uz . Проекція та кут φ_1 представлені на рис. 6.

Розглянемо частину даної проекції в околі точки A_1 . При повертанні проти часової стрілки на 1° від точки A_1 , відстань від точки A_2 до дуги (до точки A_3) буде дорівнювати (рис. 7):

$$A_2A_3 = R - d_{zp} + \frac{AE - A_1E_1 - (R - d_{zp})}{90}. \quad (13)$$

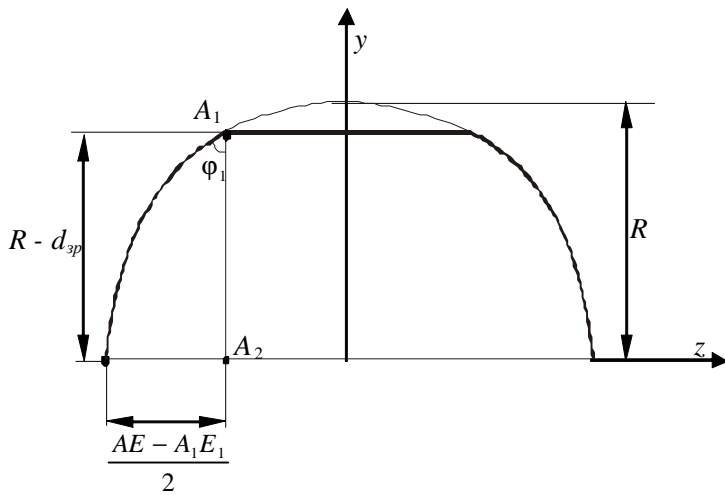


Рис. 6. Проекція дуги AB на площину uz

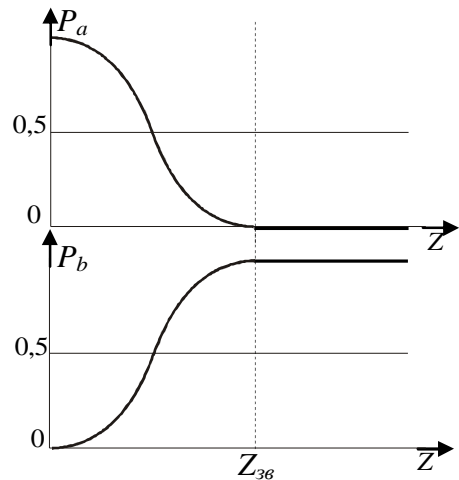


Рис. 5. Графіки зміни потужностей уздовж ОВ a та b в випадку виконання умови (9)

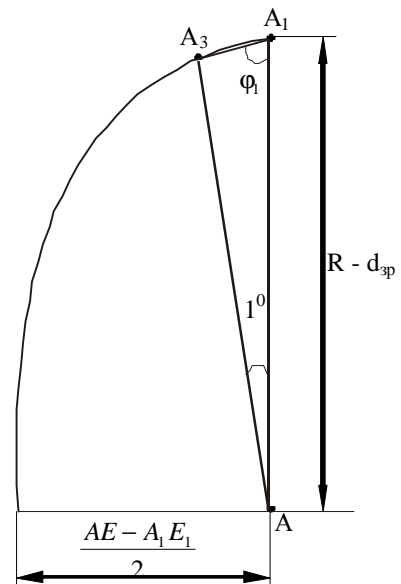


Рис. 7. До визначення кута φ_1

Відкладемо від точки A_1 проти часової стрілки кут величиною 1° і побудуємо трикутник так, як це показано на рис. 7, кут φ_1 є одним із параметрів побудованого трикутника. Отримаємо вираз для визначення даного кута:

$$\varphi_1 = \arctg \left\{ \frac{\left[\frac{178 \cdot (R - d_{zp}) + AE - A_1E_1}{180} \right] \cdot 0,0175}{(R - d_{zp}) - \left[\frac{178 \cdot (R - d_{zp}) + AE - A_1E_1}{180} \right] \cdot 0,9998} \right\}, \quad (14)$$

де $AE = p/2$, A_1E_1 розраховується за виразом (5).

Таким чином, остаточний вираз для розрахунку k_y приймає вигляд:

$$k_y = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon^e(r, \varphi)}}{\lambda} \cdot \cos \left[\operatorname{arccctg} \left\{ \frac{\left[\frac{178 \cdot (R - d_{zp}) + AE - A_1 E_1}{180} \right] \cdot 0,0175}{(R - d_{zp}) - \left[\frac{178 \cdot (R - d_{zp}) + AE - A_1 E_1}{180} \right] \cdot 0,9998} \right\} \right]. \quad (15)$$

Для визначення хвильового числа поширення незвичайної хвилі вздовж осі z необхідно враховувати, як вертикальний кут φ_1 , формула розрахунку якого наведена вище, так і горизонтальний γ (див. рис. 4) на площині xz :

$$k_z = k_1^e \cdot \sin \varphi_1 \cdot \sin \gamma = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon^e(r, \varphi)}}{\lambda} \cdot \sin \left(\operatorname{arctg} \frac{p_1}{4R} \right) \times \sin \left[\operatorname{arccctg} \left\{ \frac{\left[\frac{178 \cdot (R - d_{zp}) + AE - A_1 E_1}{180} \right] \cdot 0,0175}{(R - d_{zp}) - \left[\frac{178 \cdot (R - d_{zp}) + AE - A_1 E_1}{180} \right] \cdot 0,9998} \right\} \right]. \quad (16)$$

Для визначення показника експоненційного спаду поля вздовж вісі y скористаємось матеріалом, викладеним в роботі [6], де розглянуто падіння плоскої хвилі на плоску границю поділу двох середовищ. Вираз для розрахунку даної величини має вигляд:

$$q_y = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\sin^2 \varphi_1 - \left(n_{2b} / \sqrt{\varepsilon^e(r, \varphi)} \right)^2}, \quad (17)$$

де n_{2b} – показник заломлення оболонки ступеневого ізотропного ОВ b , всі інші параметри розраховуються за наведеними вище виразами.

Відстань між каналами будемо розглядати як відстань між осями ОВ a та b , які зтісуються на однакову величину d_{zp} :

$$l = 2(R - d_{zp}). \quad (18)$$

Шириною каналу зв'язку є довжина лінії, вздовж якої має місце перехід потужності оптичного сигналу з ОВ a в ОВ b , тобто довжина відрізка $A_1 B_1$ на рис. 4. Даний параметр розраховується за виразом (2).

Таким чином, враховуючи, що фазовий коефіцієнт поширення в ізотропному ОВ b :

$$\beta_b = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_b(r)}, \quad (19)$$

де $\varepsilon_b(r)$ – діелектрична проникність серцевини ОВ b , остаточна умова передачі всієї потужності незвичайної хвилі з анізотропного ОВ a в ізотропне ОВ b на ділянці $Z_{зв}$ приймає вигляд:

$$\left\{ \frac{\pi}{2 \cdot \sqrt{\frac{\left(4R^2 + \frac{p_1^2}{4} \right) (2R \cdot d_{zp} - d_{zp}^2)}{R^2}} \cdot \sin \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{p_1}{4R} \right) \right)} = \frac{2k_y^2 \cdot q_y \cdot e^{-q_y \cdot l}}{k_z \cdot m \cdot (q_y^2 + k_y^2)}; \right. \quad (20)$$

$$\left. \varepsilon_a^e(r, \varphi) = \varepsilon_b(r). \right.$$

Ліва частина першого рівняння (20) визначає значення коефіцієнта C_{ab} при якому відбувається передача всієї потужності незвичайної хвилі з ОВ a в ОВ b на ділянці $Z_{зв}$, права – реальне значення C_{ab} при вибраних параметрах ОВ, кроку скрутти ВОМС та глибини зтісування d_{zp} .

Якщо шляхом підбору рецептів та параметрів ОВ a та b , параметрів скрутти ВОМС для необхідної довжини хвилі досягається виконання умови (20), в такому випадку має місце 100 % перетік потужності незвичайної хвилі з ОВ a в ОВ b на ділянці $Z_{зв}$. На рис. 8 а) представлено графік залежності лівої частини першого рівняння умови (20) від глибини зтісування ОВ, на рис. 8 б) – графік залежності правої частини даного рівняння. Параметри ОВ a : однорідне 100 % SiO_2 , радіус – 62,5 мкм, крок скрутти ВОМС – 1480 мкм; параметри ОВ b : ступеневе, серцевина – 13,5 % GeO_2 , 86,5 % SiO_2 , оболонка – 13,3 % B_2O_3 , 86,7 % SiO_2 , радіус серцевини – 2,5 мкм, радіус оболонки – 62,5 мкм. Довжина хвилі – 1,55 мкм.

Як видно з рис. 8 залежність C_{ab} від d_{zp} має нелінійний характер, експоненційно зростає при наближенні глибини зтісування до радіуса модового поля ОВ b . В даному випадку не відбувається виконання умови (20), оскільки, згідно проведених розрахунків, для повної перекачки потужності необхідно надати кроковій скрутці ВОМС $p_1 = 2... 30$ мкм (для виконання другого рівняння умови (20)), довжини ділянки $Z_{зв}$ при цьому не достатньо, щоб передати 100 % потужності з ОВ a в ОВ b .

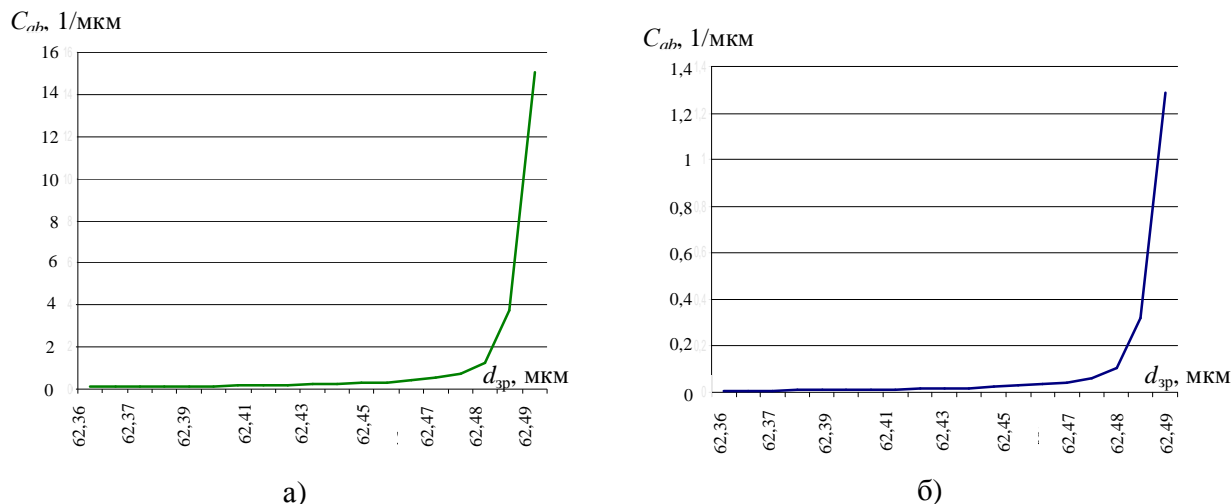


Рис. 8. Залежності: а) правої частини першого рівняння умови (20) від глибини зрізу; б) лівої частини першого рівняння умови (20) від глибини зрізу

Якщо взяти відношення правої частини першого рівняння (20) до лівої, і якщо дане відношення відмінне від 1 (не виконується умова (20)), а складає 0,5, в такому випадку має місце передача 50 % потужності незвичайної хвилі з ОВ a в ОВ b , якщо складає 0,25 – тоді 25 % і т. д. На рис. 9 представлено залежність даного відношення від глибини зтесування.

Як видно із графіка рис. 9, при $d_{zp} = 62,4$ відбувається передача четвертої частини потужності оптичного сигналу з ОВ a в ОВ b . Таким чином, можна організувати рівний розподіл потужності, наприклад, якщо задати відношення правої частини першого рівняння (20) до лівої рівним 0,25, розмістити паралельно ОВ з ВОМС чотири ізотропних ОВ, підібравши правильно d_{zp} та Z_{zv} , представляється можливим досягти на чотирьох виходах ізотропних ОВ чотири автономних сигнали з рівними потужностями.

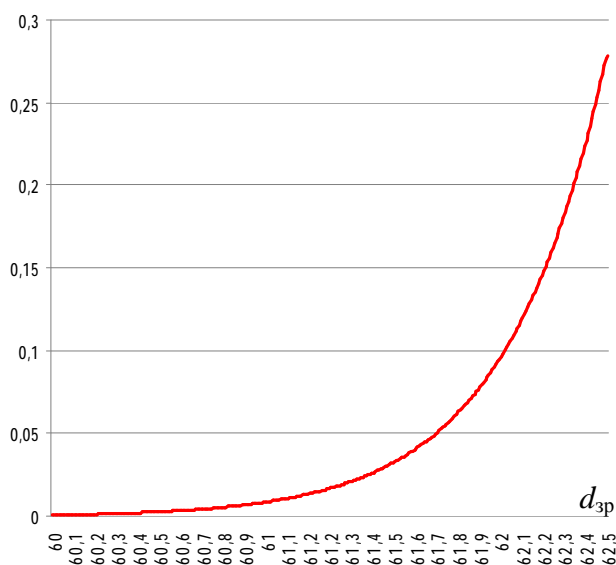


Рис. 9. Залежність відношення правої частини першого рівняння до лівої частини першого рівняння умови (20) від глибини зрізу

Висновок

За результатами проведеної роботи визначено наступне:

1. Розроблена методика розрахунку параметрів ОВ з ВОМС для передачі потужності оптичного сигналу шляхом електромагнітного зв'язку в ізотропне ОВ.
2. Встановлена умова повної передачі потужності з анізотропного фотопружного ОВ в ізотропне.
3. Отримані результати можуть бути взяті за основу при проектуванні направлених відгалужувачів ВОСП.

Література

1. А. с. Оптическое волокно, обеспечивающее поворот плоскости поляризации, и способ его изготовления / Макаров Т. В., Зазулин А. В. (СССР). – № 1812541, Бюл. № , 41, 1990.
2. Макаров Т. В. Волоконный световод с упорядоченной вращающейся микроструктурой стекла / Т. В. Макаров // Праці УНДІРТ. – Одеса, 1999. – № 2 (18).
3. Макаров Т. В. Невзаимные влияния волн и сигналов в спиральных одномодовых волоконных световодах. Часть I / Т. В. Макаров // Праці УНДІРТ. – Одеса, 2004. – Вип. 2 (38). – С. 23– 28.
4. Макаров Т. В. Невзаимные влияния волн и сигналов в спиральных одномодовых волоконных световодах. Часть II / Т. В. Макаров // Праці УНДІРТ. – Одеса, 2004. – Вип. 2 (38). – С. 29– 34.
5. Интегральная оптика [под ред. Т. Тамира; пер. с англ. В. А. Сычугова, К. Ф. Шипилова]. – М.: Мир, 1978. – 344 с.
6. Корнейчук В.И. Оптические системы передачи / Корнейчук В. И., Макаров Т.В., Панфилов И.П. – К.: Техніка, 1994. – 388 с.

Надійшла 8.3.2011 р.