УДК 621.391.037.372: 621.391.27

Власов О.М., д.т.н.; **Коломієць О.В.; Кононенко Д.І.; Расулов М.Д.; Шевченко А.А.**

ВПЛИВ ГРАНИЦІ ПОДІЛУ ВОЛОКНА-ОБОЛОНКИ НА ПОШИРЕННЯ ХВИЛЬ У СВІТЛОВОДАХ

Vlasov O.M., Kolomiyets O.V., Kononenko D.I., Rasulov M.D., Shevchenko A.A. Influence of the border of fission of a fiber-shell on the distribution of waves in light guide.

The presented results of calculations of measurement of the constant propagation of light waves, taking into account the fiber-shell boundary for smooth changes of the boundary, taking into account its roughness for flat streams.

As calculations show, changes of constant propagation will be significant only in plane waveguides and minimal in cylindrical ones because the last directed radiation along the waveguide will be more smooth. The relative change caused by the roughness of the boundary decreases with the increase in frequency, because when the frequency is increased, the waveguide with the given value of roughness is perceived as more smooth.

Keywords: dielectric light guide, constant propagation, refractive index and absorption, wave equation, dielectric susceptibility, perturbation method

Власов О.М., Коломієць О.В., Кононенко Д.І., Расулов М.Д., Шевченко А.А. Вплив границі поділу волокна-оболонки на поширення хвиль у світловодах.

Представлені результати розрахунку виміру постійної поширення світлових хвиль із урахуванням збурювань границі волокно-оболонка для плавних змін границі з урахуванням її шорсткості для плоских світловодів.

Як показують розрахунки, зміни постійної поширення будуть значними тільки в плоских хвилеводах і мінімальними в циліндричних через те, що в останніх спрямоване випромінювання уздовж хвилеводу буде більш плавним. Відносна зміна викликана шорсткістю границі убуває з ростом частоти, тому що при збільшені частоти хвилевод із заданою величиною шорсткості сприймається як більш плавний.

Ключові слова: діелектричний світловод, постійна поширення, коефіцієнт заломлення і поглинання, хвильове рівняння, діелектрична сприйнятливість, метод збурювань

Власов А.Н., Коломиец А.Н., Кононенко Д.И., Расулов Н.Д., Шевченко А.А. Влияние границы раздела волокна-оболочки на распространение волн в световодах.

Представлены результаты расчета измерения постоянной распространение световых волн с учетом возмущений границы волоконно-оболочка для плавного изменения границы с учетом ее шероховатости для плоских световодов.

Как показывают расчеты, изменения постоянной распространения будет значительной только в плоских волноводах и минимальными в цилиндрических потому что в последних направленность излучения вдоль волновода будет более плавной. Относительное изменение вызванное шероховатостью границы убывает с ростом частоты, поэтому что при увеличении частоты волновод из заданной величиной шероховатости воспринимается как более плавный.

Ключевые слова: диэлектрический световод, постоянная распространение, коэффициент преломления и поглощения, волновое уравнение, диэлектрическая восприимчивость, метод возмущений

Вступ

У монографії [1] визначена залежність постійної поширення $\Delta\beta$ від показника заломлення Δn. При цьому хвилевод вважається нескінченним у поперечному напрямку й тому $\Delta\beta$ не залежить від його розмірів. Ціль сьогоднішнього повідомлення врахувати залежність $\Delta\beta$ від ширини хвилеводу.

Викладення основного матеріалу дослідження

Відгук будь-якого діелектрика на електромагнітний вплив стає нелінійним у сильному електромагнітному полі й діелектричні світловоди не є виключенням. З теоретичної точки зору виникнення нелінійного відгуку пов'язане з ангармонічним рухом зв'язаних електронів під впливом прикладеного електричного поля E.

Поширення світлових хвиль у діелектричному світловоді звичайно описується хвильовим рівнянням:

$$\nabla^2 E + \mathrm{E}(w)K_0^2 E = 0 \qquad (1)$$

де $E(r, \omega - \omega_0)$ – Фур'є-компонента, обумовлена як

$$E(r, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(r,t)\exp[i(\omega - \omega_0)]dt \qquad (2)$$

тут $K_0 = \omega / c$, а діелектрична проникність із нелінійною складової ε_{NL} визначається виразом:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \mathrm{X}_{xx}(\omega) + \varepsilon_{NL} \qquad (3)$$

У цьому виразі діелектрична сприйнятливість χ, а отже й ε_{NL} комплексні величини. Нелінійний внесок у діелектричну проникність ε_{NL} визначається виразом:

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4}\mathrm{X}^{(3)}{}_{xxxx}(\omega)E(r,t)^2 \qquad (4)$$

Величина n виходить залежною від ε_{NL} і тому зручно використовувати визначення:

$$n(\omega) = n_1(\omega) + n_2 E^2 \qquad (5)$$

використовуючи співвідношення:

$$\varepsilon = (n + i\alpha K_0) \qquad (6)$$

де n і α відповідно коефіцієнти заломлення й поглинання, а також використовуючи рівняння (4), одержимо нелінійний показник переломлення:

$$n_2 = \frac{3}{2\pi}\chi^{(3)}{}_{xxxx} \qquad (7)$$

Лінійний показник заломлення й коефіцієнт поглинання α пов'язані з дійсною й уявною частинами $\chi^{(1)}_{xx}$.

Розв'язання хвильового рівняння

Основним методом розв'язання хвильового рівняння (1) є метод збурювань. Згідно із цим методом діелектричну проникність $\varepsilon(\omega)$ можна представити у вигляді:

$$\varepsilon = (n + \Delta n)^2 \cong n^2 + 2n\Delta n \qquad (8)$$

де мале збурювання Δn залежить від поля E.

Рівняння (1) розв'язується методом поділу змінних:

$$E(r, \omega - \omega_0) = F(x,y)A(z, \omega - \omega_0)\exp(i\beta_0 z) \qquad (9)$$

де $A(z, \omega - \omega_0)$ – повільно мінлива функція, β_0 – хвильове число.

Розв'язок (1) відбувається методом збурювань, причому звичайно обмежується першим порядком [2]. Спочатку визначають поля моди F(x,y) і відповідна постійна поширення $\varepsilon = n^2$ і тільки потім враховується вплив члена з Δn.

Відповідно до загальної теорії збурювань Δn не впливає на поширення моди F(x,y), але змінює власне значення, причому:

$$\beta(\omega) = \beta_0(\omega) + \Delta\beta \tag{10}$$

де a – ширина світловода в поперечному напрямку, діелектричний хвилевід передбачається симетричнім. Як випливає з (11) величина Δβ залежно від координати y для заданої ширини

$$\Delta\beta = \frac{K_0 \int\int_{-a}^{+a} \Delta n F(x,y)^2\, dxdy}{\int\int_{-a}^{+a} F(x,y)^2\, dxdy} \tag{11}$$

серцевини (b) плоского діелектричного хвилеводу. У цьому випадку вираження (5) можна записати у вигляді:

$$\Delta\beta(y) = \frac{\int_{-y}^{+y} \Delta n F^2(y) dy}{\int_{-y}^{+y} F^2(y) dy} \tag{12}$$

Відзначимо, що координата y в чисельнику виразу (12) змінюється тільки в межах серцевини, де Δn відмінно від нуля.

$$F(y) = \begin{cases} \cos(g_n b)\exp[-\alpha_n(y-b)] & при\; y > b \\ \cos(g_n b) & при\; |y| \le y \\ \cos(g_n b)\exp[-\alpha_n(y+b)] & при\; y < -b \end{cases} \tag{13}$$

Хвильові функції моди записуються у вигляді [1].

Власні функції gn і α_n визначаються з розв'язку системи:

$$\begin{cases} g_n^2 + \alpha_n^2 = K_0(\mathcal{E} - 1) \\ g_n tg(g_n b) = \alpha_n \mathcal{E} \end{cases} \tag{14}$$

Результати розв'язання даних рівнянь для F і Δβ в одиницях K^*=Kb і рівняння Y/b приведені на рис. 1 і рис. 2.

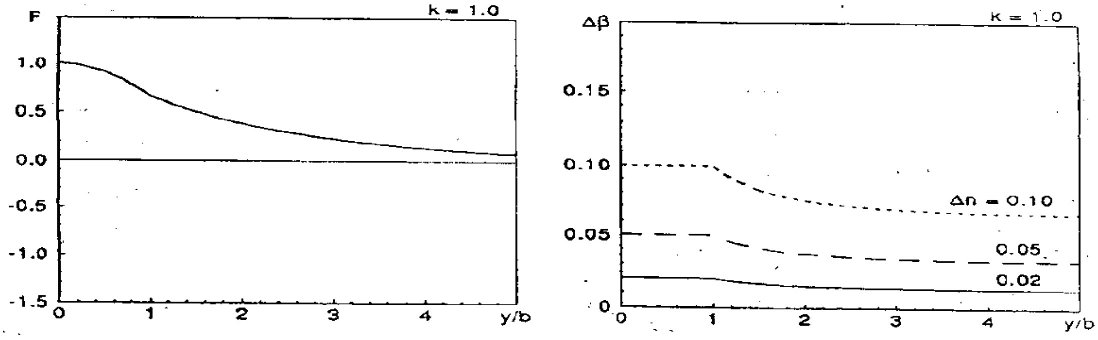

Рис. 1. Розрахункові залежності функції F і параметра Δβ для плоского хвилеводу при k=1.0

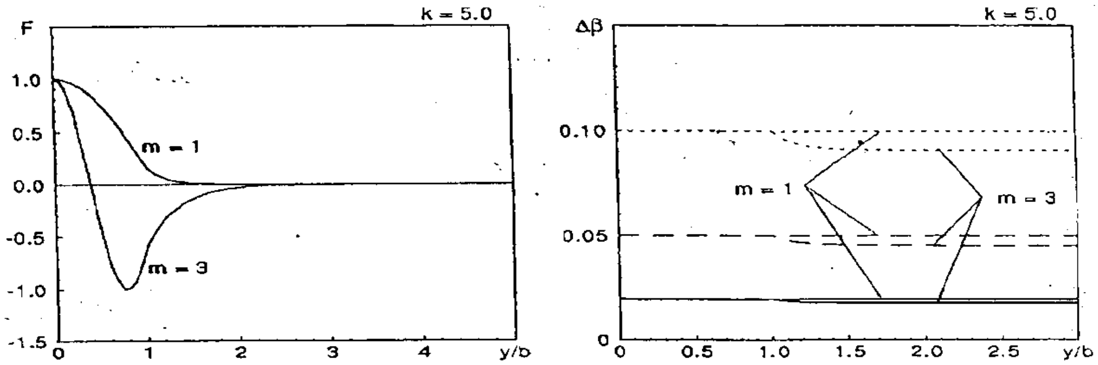

Рис. 2. Розрахункові залежності функції F і параметра Δβ для плоского хвилеводу при k=5.0

Як видно з результатів розрахунків значення Δβ за рахунок впливу оболонки може бути зменшена в 2 рази, що викликане значною величиною мод, що випливають. Інакше відбувається в циліндричному хвилеводі. У цьому випадку моди усередині хвилеводу описуються функціями Бесселя, а поза його функціями Ханкеля [3].

Поле у хвилеводі буде мати форму хвилі, що розподіляється уздовж осі z тільки в тому випадку, коли немає руху хвиль у радіальному напрямку. Це відповідає відсутності мод, що випливають, і, отже, Δβ практично дорівнює нулю.

Вплив випадкової неоднорідності

Розглянемо тепер вплив випадкової неоднорідності у світловодах. В [4] був розроблений метод функцій Гріна, аналогічний методу підсумовування феймановских діаграм у квантовій теорії поля. Цей метод застосуємо у випадках, коли функція Гріна на границі області задовольняє умовам типу імпедансних. Такі граничні умови мають місце в ряді завдань, наприклад, при поширенні електромагнітних хвиль у металевих хвилеводах .

У діелектричних хвилеводах граничні умови для функції Гриневі на границі серцевина-оболонки не можна звести до імпедансних (див. формулу (13)). В [5] були отримані нелокальні граничні умови для середнього електромагнітного поля на шорсткуватій границі двох середовищ. Однак вони виявляються досить громіздкими й для відкритих світловодів вимагають додаткового дослідження.

У роботі [6] застосовується метод ортогональних функцій поперечного перерізу для розрахунків поширення електромагнітних хвиль у діелектричних світловодах із шорсткуватими границями.

Розглянемо однорідний симетричний світловод, границі якого задаються рівняннями:

$$y_1 = b + \xi_1(z),\; y_2 = -(b + \xi_2(z)) \qquad (15)$$

Хвильові функції світловода задаються виразами (9) і (13), а дисперсне рівняння має вигляд (14) для парних хвиль, для непарних хвиль функція tg $gny_{1,2}$ заміняється на ctg $gny_{1,2.}$ Однак у цьому випадку $y_{1,2}$ е функціями координати.

Розглянемо випадок малих і плавних шорсткостей світловода, коли мають місце нерівності $\xi_1(b<<1)$, $\xi_2(b<<1)$. Будемо вважати, що величина $\Delta=(\xi_1+\xi_2)/b$ е величина першого порядку малості. Тоді розв'язок дисперсного рівняння (14) можна одержати у вигляді ряду по ступенях (. Ми не будемо брати до уваги, як це випливає з (14) хвилями безперервного спектра й обмежимося тільки дискретними значеннями.

Представимо α_η й g_m у вигляді рядів по ступенях Δ до другого порядку включно:

$$\alpha_\eta = \alpha_\eta^{(6)} + \Delta\, \alpha_\eta^{(1)} + \Delta^2 \alpha_\eta^{(2)} + \dots \qquad (16)$$

$$gn = gn^{(6)} + \Delta\, gn^{(1)} + \Delta^2\, gn^{(2)} + \dots \qquad (17)$$

Підстановка (16) і (17) в 14 і порівняння складових одинарного порядку малості дає для величин $\alpha_\eta^{(1)}$ і $\Delta\,\alpha_\eta^{(1)}$ наступні вирази:

$$\alpha_\eta^{(1)} = \frac{(g_n^{(1)})^2}{i\varepsilon\alpha_n - \alpha^{(1)}b} \quad ; \qquad \alpha_n = 1 + \frac{\alpha_n^{(0)} \sin 2g_n^{(1)}b}{2i\varepsilon g_n^{(0)}} \tag{18}$$

$$\alpha_\eta^{(1)} = \frac{(g_n^{(1)})^2}{(i\varepsilon\alpha_n - \alpha^{(1)}b)^2}\left\{i\varepsilon\alpha_n b\left[\frac{3}{2}\frac{k^2(\varepsilon-1)}{(g_n^{(0)})^2} - \varepsilon^2 a_n + 1\right] + \frac{1}{2} - \frac{3}{2}\left(\frac{a_n^0}{g_n^0}\right)\right\} \tag{19}$$

Ми не приводимо значень для $g_n^{(1)}$ і $g_n^{(2)}$ тому що нас цікавить тільки величина b = $\sqrt{k_0^2 - a^2}$.

Усереднимо тепер вирази (18) і (19) по ансамблю випадкових функцій ζ_1 і ζ_2. Ухвалюючи, що :

$$<\zeta_1^2(Z)> = <\zeta_2^2(Z)> = \delta^2, <\zeta_1\zeta_2> 0, \tag{20}$$

одержуємо, що,$<\Delta\alpha_n^1> = 0$, $\alpha < \Delta^2\alpha_n^2> = \delta^2\alpha_n^1$.

Таким чином, поправка до власних квантових чисел пропорційна середньоквадратичному відхиленню шорсткості граничних площин серцевини хвилевода від b. Знак поправки визначається значеннями ε й α_η.

Для більших значень ε корені α_η^2 лежать на уявній негативній півосі комплексної площини α. Так, для Е $_{00}$-хвилі $\alpha_\eta^{(2)}$ уявна негативна величина, це означає, що шорсткість границі приводить до затримки поширення світлової хвилі у світловоді.

Обмеження надалі поширенні хвиль, частота яких задовольняє умові:

$$k \cdot b < \pi/2 \cdot \sqrt{\varepsilon - 1} \tag{21}$$

це означає, що уздовж хвилеводу може поширюватися тільки Е-хвиля, а саме E_{20} – хвиля. Власні значення g_n пов'язані з α_η дисперсним рівнем, а $b_0 = \sqrt{k^2\varepsilon - \alpha_n}$, це дозволяє побудувати залежність $b^{(2)}/b^{(0)}$, як функцію k·b, вона наведена на рис.3.

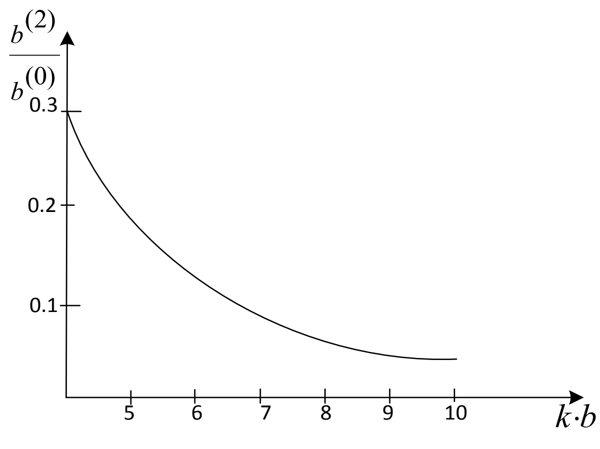

Рис.3. Залежність $b^{(2)}/b^{(0)}$ як функція нормованої частоти

Як видно з рис.3, відносна зміна постійної поширення, викликана шорсткістю границі її можна було передбачити заздалегідь, тому що при зменшенні довжини хвилі хвилевід із заданою величиною шорсткості сприймається як більш плавний.

Висновки

Як показують розрахунки, зміни постійної поширення будуть значними тільки в плоских хвилеводах і мінімальними в циліндричних через те, що в останніх спрямоване випромінювання уздовж хвилеводу буде більш плавним. Відносна зміна викликана шорсткістю границі убуває з ростом частоти, тому що при збільшені частоти хвилевод із заданою величиною шорсткості сприймається як більш плавний.

Список використаної літератури

1. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика, - М.: Мир. 1996. – 324 с.
2. Морс Ф., Фешбах Г. Методы теоретической физики т. 1,2. - М.: Из-во Иностр. литература. 1960.- 886 с.
3. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. - М.: Мир. 1984. – 512 с.
4. Басс Ф.Г., Фуке И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. – М.: Наука 1972. – 424 с.
5. Жук Н.П., Третьяков О.А. – Изв. ВУЗов – Радиоэлектроника 1981, т. 24, № 12, 1476 с.
6. Едгорбеков Д.Е., Зокиров Р.З., Мальнев В.М., Чайка Г.Е. Радиофизика, 1988 т. 31 № 2, 373-375 с.

Автори статті

Власов Олександр Миколайович - доктор технічних наук, професор, професор кафедри телекомунікаційних систем та мереж, Державний університет телекомунікацій, Київ, Україна.

Коломієць Олег Володимирович - студент, Державний університет телекомунікацій, Київ, Україна.

Кононенко Дмитро Ігорович - студент, Державний університет телекомунікацій, Київ, Україна.

Расулов Микола Дмитрович - студент, Державний університет телекомунікацій, Київ, Україна.

Шевченко Андрій Анатолійович - студент, Державний університет телекомунікацій, Київ, Україна.

Authors of the article

Vlasov Oleksandr Mykolayovych - doctor of Science (technic), professor, professor of Department of Telecommunication systems and networks, State University of Telecommunications, Kyiv, Ukraine.

Kolomiyets Oleh Volodymyrovych - student, State university of telecommunications, Kyiv, Ukraine.

Kononenko Dmytro Ihorovych - student, State university of telecommunications, Kyiv, Ukraine.

Rasulov Mykola Dmytrovych - student, State university of telecommunications, Kyiv, Ukraine.

Shevchenko Andriy Anatoliyovych - student, State university of telecommunications, Kyiv, Ukraine.

Дата надходження в редакцію 21.02.2019 р. Рецензент: д.т.н., доцент В.Ф. Заїка