РАДІАЦІЙНІ ВТРАТИ У ПЛАНАРНОМУ СВІТЛОВОДІ ЗІ ШОРСТКОЮ МЕЖЕЮ ПОДІЛУ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ШАРІВ

О.Г. МАТЄВОСОВА, А.В. КОВАЛЕНКО, В.Н. КУРАШОВ

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка
(Вул. Володимирська, 64, Київ 01033; e-mail: matyevosova.lena@gmail.com)

УДК 535.43

Розвинуто статистичну модель розсіювання світла шорсткою поверхнею планарного світловода, вільну від наближення слабонаправленого світловода. Досліджено залежність величини втрат від висоти профілю показника заломлення, товщини серцевини світловода та кореляційних характеристик розсіюючої поверхні. Проаналізовано відмінності розсіювання ТЕ та ТМ мод, показано, що двовимірна модель непридатна для кількісних оцінок втрат у випадку ТМ мод.

1. Вступ

Поширення світла у діелектричних світловодах із нерегулярними границями діелектричних шарів супроводжується радіаційними втратами, що викликаються розсіюванням світла шорсткою поверхнею. Це явище відоме давно, проте воно довгий час залишалось поза увагою дослідників, що працювали у галузі волоконної оптики. Це, ймовірно, пов'язано з тим, що сила такого розсіювання є пропорційною висоті профілю показника заломлення світловода, а тому виявляється нехтовно малою у слабонаправлених світловодах. Саме такі світловоди довгий час знаходились у центрі уваги, оскільки у них легко реалізувати одномодовий режим поширення світла, що є бажаним у більшості застосувань. Цікавість до поверхневого розсіювання значно зросла у зв'язку з процесом мініатюризації оптичних елементів, створенням структур субмікронного та наномасштабу. Зменшення характерних розмірів оптичних хвилеводів можливе лише за умови адекватного збільшення різниці показників заломлення діелектричних шарів хвилеводної структури, що супроводжується зростанням ролі поверхневого розсіювання. Теоретично та експериментально показано, що абсолютні значення таких втрат можуть бути істотними, зокрема у фотонно-кристалічних світловодах [1], нановолокнах [2], планарних хвилеводних компонентах інтегральної оптики [3, 4].

Доцільність дослідження поверхневого розсіювання у планарних світловедучих структурах зумовлена низкою обставин. По-перше, прості граничні умови дозволяють знайти аналітичні розв'язки відповідних електродинамічних задач, що спрощує аналіз впливу статистичних дефектів структури. З іншого боку, при виготовленні плоских хвилеводних шарів застосовуються принципово різні технологічні процеси, які характеризуються різними фізичними механізмами утворення дефектів поверхні, що дає можливість експериментально визначити вплив статистики неоднорідностей на ефективність розсіювання. Нарешті, плоска геометрія об'єкта практично виключає вплив згинів та неконтрольованих змін товщини хвилеводного шару на розсіювання світла, що особливо характерне для циліндричних нанорозмірних волокон.

У даній роботі розвинуто статистичну модель розсіювання світла шорсткою поверхнею планарного світловода, вільну від наближення слабонаправленого світловода. Головною особливістю запропонованого підходу є застосування нелінійної моделі формування еквівалентних вимушених струмів на статистично неоднорідній поверхні, яка дозволяє детально дослідити залежність величини втрат від висоти профілю показника заломлення, товщини серцевини світловода та кореляційних характеристик розсіюючої поверхні.

2. Радіаційні втрати у наближенні слабко збуреної межі поділу у світловоді

Розглянемо модель планарного світловода, одна з границь якого має випадковий рельєф, що виступає у вигляді однорідного гаусівського поля $\xi(z)$, таке, що його середнє значення $\langle\xi\rangle = 0$, кореляційна функція $\langle\xi^*(z_1)\xi(z_2)\rangle = G_\xi(z_2 - z_1) \equiv G_\xi(\Delta z)$ і середньоквадратичне відхилення $\sigma_\xi \ll \rho$ (рис. 1). Значення поля $\xi(z)$ у певній точці z дорівнює величині відхилення границі середовищ із різними показниками заломлення (на рис. 1 поле $\xi(z)$ відраховується від точки ρ по осі Ox).

Показник заломлення подамо у вигляді суми двох складових:

$$n^2(x, z) = n_0^2(x) + n_1^2(x, z), \tag{1}$$

де $n_0(x)$ – показник заломлення незбуреного хвилеводу, а друга складова залежить від значення поля $\xi(z)$:

$$n_1^2(x, z) = \begin{cases} n_{co}^2 - n_{cl}^2, & \xi(z) > x - \rho; \\ n_{cl}^2 - n_{co}^2, & \xi(z) < x - \rho; \\ 0, & \text{в інших випадках}, \end{cases} \tag{2}$$

де n_{co} і n_{cl} – показники заломлення серцевини і оболонки відповідно, ρ – півширина серцевини хвилеводу (рис. 1).

Збурення коефіцієнта заломлення локалізоване у тонкому шарі біля межі поділу $x = \rho$, в межах якого можна вважати, що поля не змінюються, причому тангенціальні компоненти електричного поля $e_z(\rho)$, $e_y(\rho)$ неперервні на границі, а компонента e_x на границі має розрив: $e_x(\rho + 0)$ при $x > \rho$ та $e_x(\rho - 0)$ при $x < \rho$.

Відповідно до стандартної процедури [5] замінимо збурений хвилевод на незбурений з вимушеними джерелами струмів. Оскільки $\sigma_\xi \ll \rho$, поля у збуреному хвилеводі мало відрізняються від полів у незбуреному, тому можна застосувати метод теорії малих збурень, а саме: подати електричне поле у вигляді

$$\bar{E}_0(x, z) = \bar{E}_0^{(0)}(x, z) + \bar{E}_0^{(1)}(x, z), \tag{3}$$

де $\bar{E}_0^{(0)}(x, z) = a_0\bar{e}_0(x)e^{j\beta_0 z}$ – поле у незбуреному хвилеводі (a_0 – амплітудний коефіцієнт моди, що поширюється, а β_0 – її стала поширення),

$$\bar{E}_0^{(1)}(x, z) = \int\limits_0^{Q_{\max}} a_{\mathrm{ITE}}(Q, z)\bar{e}_{\mathrm{ITE}}(x, Q)e^{j\beta_{\mathrm{ITE}}(Q)z}dQ +$$

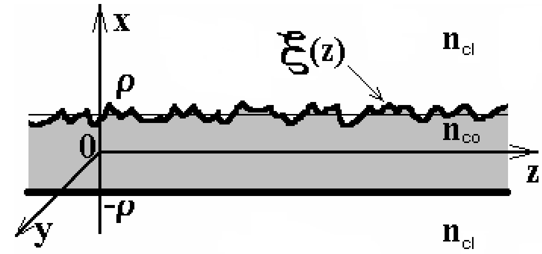

Рис. 1. Планарний світловод із збуреним інтерфейсом серцевина/оболонка

$$+ \int\limits_0^{Q_{\max}} a_{\mathrm{ITM}}(Q, z)\bar{e}_{\mathrm{ITM}}(x, Q)e^{j\beta_{\mathrm{ITM}}(Q)z}dQ \tag{4}$$

– сумарне поле мод випромінювання, причому $\bar{E}_0^{(1)}(x, z) \ll \bar{E}_0^{(0)}(x, z)$. Тут введено такі позначення: a_{ITE}, a_{ITM} – амплітудні коефіцієнти мод випромінювання, $\bar{e}_{\mathrm{ITE}}(x, Q)$, $\bar{e}_{\mathrm{ITM}}(x, Q)$ – значення електричного поля мод випромінювання (див. таблицю), β_{ITE}, β_{ITM} – сталі поширення мод випромінювання, $Q^2 = \rho^2(k^2 n_{cl}^2 - \beta_{\mathrm{ITE,ITM}}^2)$, $Q_{\max} = \rho k n_{cl}$. ITE та ITM позначають, відповідно, поперечну магнітну та поперечну електричну моди випромінювання.

Вирази для компонент магнітного поля аналогічні виразам (3), (4).

Підставивши вирази для полів (3), (4) у рівняння Максвелла та нехтуючи доданками порядку вищого за перший, отримаємо додатковий член у рівнянні Максвелла, який можна трактувати як вимушений струм:

$$\bar{J}_0(x, z) = -j\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}kn_1^2(x, z)a_0\bar{e}_0(x)e^{j\beta_0 z}, \tag{5}$$

де k – хвильовий вектор хвилі у вакуумі. Згідно з [5] амплітудні коефіцієнти мод випромінювання для густини струму $\bar{J}_0$ дорівнюють

$$a_{\mathrm{ITE}}(Q, z) = -\frac{1}{4N_{\mathrm{ITE}}(Q)}\int\limits_0^z\int\limits_{-\infty}^{\infty} \bar{e}_{\mathrm{ITE}}^* \times$$

$$\times \bar{J}_0(x, z')e^{-j\beta_{\mathrm{ITE}}z'}dxdz', \tag{6}$$

де $N_{\mathrm{ITE}}(Q)$ – нормуючий множник ITE моди (табл. 1). Вираз для амплітуд a_{ITM} ITM мод є аналогічним з заміною $N_{ITE} \to N_{\mathrm{ITM}}$, $e_{\mathrm{ITE}} \to e_{\mathrm{ITM}}$, $\beta_{ITE} \to \beta_{\mathrm{ITM}}$. Оскільки можна вважати поля сталими у збуреному шарі, після відповідних спрощень отри-

ITM та ITE моди випромінювання планарного світловоду

Тип моди	Компоненти електричного поля	Параметри a, b	Нормування
ITM непарні	$e_z(x)=\frac{j}{k\rho n^2(x)}\begin{cases} Q\cos Q(\frac{x}{\rho}-1)+a, & x>\rho \\ bU\cos\frac{Ux}{\rho}, & -\rho<x<\rho \\ Q\cos Q(\frac{x}{\rho}+1)-a, & x<\rho \end{cases}$	$\tan a=\frac{n_{co}^2 Q}{n_{cl}^2 U}\tan U$	Умова нормування:
	$e_x(x)=\frac{\beta}{kn^2(x)}\begin{cases} \sin Q(\frac{x}{\rho}-1)+a, & x>\rho \\ b\sin\frac{Ux}{\rho}, & -\rho<x<\rho \\ \sin Q(\frac{x}{\rho}+1)-a, & x<\rho \end{cases}$	$b=\frac{\sin a}{\sin U}$	$\frac{1}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left[\bar{e}_j(Q)\times\bar{h}_j^*(Q')\right]\hat{z}dx=$
ITM парні	$e_z(x)=-\frac{j}{k\rho n^2(x)}\begin{cases} Q\sin Q(\frac{x}{\rho}-1)+a, & x>\rho \\ bU\sin\frac{Ux}{\rho}, & -\rho<x<\rho \\ Q\sin Q(\frac{x}{\rho}+1)-a, & x<\rho \end{cases}$	$\tan a=\frac{n_{cl}^2 U}{n_{co}^2 Q}\tan U$	$=N_j(Q)\delta(Q-Q')$
	$e_x(x)=\frac{\beta}{kn^2(x)}\begin{cases} \cos Q(\frac{x}{\rho}-1)+a, & x>\rho \\ b\cos\frac{Ux}{\rho}, & -\rho<x<\rho \\ \cos Q(\frac{x}{\rho}+1)-a, & x<\rho \end{cases}$	$b=\frac{\cos a}{\cos U}$	$N_{\mathrm{ITM}}=\frac{\pi\rho\beta}{2kn_{cl}^2}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}$
ITE непарні	$e_y(x)=\begin{cases} \sin Q(\frac{x}{\rho}-1)+a, & x>\rho \\ b\sin\frac{Ux}{\rho}, & -\rho<x<\rho \\ \sin Q(\frac{x}{\rho}+1)-a, & x<\rho \end{cases}$	$\tan a=\frac{Q}{U}\tan U$, $b=\frac{\sin a}{\sin U}$	$N_{\mathrm{ITE}}=\frac{\pi\rho\beta}{2k}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}$
ITE парні	$e_y(x)=\begin{cases} \cos Q(\frac{x}{\rho}-1)+a, & x>\rho \\ b\cos\frac{Ux}{\rho}, & -\rho<x<\rho \\ \cos Q(\frac{x}{\rho}+1)-a, & x<\rho \end{cases}$	$\tan a=\frac{U}{Q}\tan U$, $b=\frac{\cos a}{\cos U}$	

маємо

$$a_{\mathrm{ITE}}(Q,z)=\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\frac{jka_0}{4N_{\mathrm{TE}}(Q)}\int\limits_0^z f_{\mathrm{ITE}}(\xi(z))\times$$

$$\times\ \exp\left(j(\beta_0-\beta_{\mathrm{ITE}}(Q))z'\right)dz', \tag{7}$$

де N_{TE} – нормуючий множник TE моди,

$$N_{\mathrm{TE}}=\frac{\rho\beta_0}{2k}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\frac{V^2}{U^2}\frac{1+W}{W},$$

$$f(\xi(z))=e_{\mathrm{ITE}}^*(x_0)\bar{e}_0(x_0)(n_{co}^2-n_{cl}^2)\xi(z),$$

$$V=\rho k\sqrt{n_{co}^2-n_{cl}^2},\quad U^2=\rho^2(k^2n_{co}^2-\beta_0^2),$$

$$W^2=V^2-U^2.$$

Потужність, що втрачається на довжині z ITE модою на шорсткій поверхні, дорівнює:

$$p_{\mathrm{ITE}}(Q)=\frac{N_{\mathrm{ITE}}(Q)}{2}\left\langle|a_{\mathrm{ITE}}|^2\right\rangle. \tag{8}$$

Перейшовши до різницевих координат $\Delta z=z''-z'$, $Z=\frac{z'+z''}{2}$ та маючи на увазі, що $\langle f^*(\xi(z'))f(\xi(z''))\rangle=$ $=G_f(\Delta z)$, остаточно отримаємо

$$p_{\mathrm{ITE}}(Q)=\frac{\varepsilon_0k^2a_0^2zN_{\mathrm{ITE}}(Q)}{32\mu_0N_{\mathrm{TE}}^2(Q)}\int\limits_{-\infty}^{\infty}G_{f_{\mathrm{ITE}}}(\Delta z)\times$$

$$\times e^{j(\beta_0-\beta_{\mathrm{ITE}}(Q))z}d(\Delta z) \tag{9}$$

і аналогічно для втрат потужності ITM мод із заміною $N_{\mathrm{ITE}}\to N_{\mathrm{ITM}}$, $N_{\mathrm{TE}}\to N_{\mathrm{TM}}$, $f_{\mathrm{ITE}}\to f_{\mathrm{ITM}}$, $\beta_{\mathrm{ITE}}\to\beta_{\mathrm{ITM}}$.

3. Залежність потужності втрат від кореляції збурення поверхні

Зв'язок між кореляційними функціями G_f та G_ξ за теоремою Прайса можна подати у вигляді

$$\frac{d^2G_f}{d\gamma_\xi^2}=G_f^2(0)\left\langle\frac{d^2f^*}{d\xi^2(z')}\frac{d^2f}{d\xi^2(z'')}\right\rangle, \tag{10}$$

$$\frac{d^2G_f}{d\gamma_\xi^2}=|m_{cl}-m_{co}|^2\frac{\sigma_\xi^2}{2\pi\sqrt{1-\gamma_\xi^2(\Delta z)}}, \tag{11}$$

де для зручності введено позначення

$$m_{cl}=(n_{co}^2-n_{cl}^2)\bar{e}_{\mathrm{ITE}}^*(\rho+0)\bar{e}_0(\rho+0);$$

$$m_{co} = (n_{co}^2 - n_{cl}^2)\bar{e}_{\mathrm{ITE}}^{*}(\rho - 0)\bar{e}_0(\rho - 0). \tag{12}$$

Розв'язавши рівняння (11) з початковими умовами

$$G_f(\gamma_\xi = 0) = \left|\langle f\rangle\right|^2,$$

$$G_f(\gamma_\xi = 1) = \left|\langle f\rangle^2\right|, \tag{13}$$

отримаємо залежність усередненого квадрата модуля амплітудного коефіцієнта ITE мод від кореляції поля збурення:

$$G_f(\gamma_\xi) = \frac{\sigma_\xi^2}{4}\left|m_{cl} + m_{co}\right|^2 \gamma_\xi +$$

$$+\frac{\sigma_\xi^2}{2\pi}\left|m_{cl} - m_{co}\right|^2 \left(\gamma_\xi \arcsin\gamma_\xi + \sqrt{1-\gamma_\xi^2}\right). \tag{14}$$

Другий доданок у (14)

$$f(\gamma_\xi) = \frac{2}{\pi - 2}\left(\gamma_\xi \arcsin\gamma_\xi + \sqrt{1-\gamma_\xi^2} - 1\right)$$

добре апроксимується квадратичною функцією γ_ξ^2 (рис. 2).

Врахувавши це, матимемо

$$G_f(\gamma_\xi) = \frac{G_\xi(\Delta z)}{4}\left|m_{cl} + m_{co}\right|^2 +$$

$$+\frac{\pi - 2}{4\pi}\left|m_{cl} - m_{co}\right|^2 \left(\frac{G_\xi^2(\Delta z)}{G_\xi(0)} + G_\xi(0)\right). \tag{15}$$

Оскільки $S_\xi^{\mathrm{ITE}}(\beta) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} G_\xi e^{j\beta_{\mathrm{ITE}}\Delta z}$, вираз для розсіяної потужності набуває такого вигляду:

$$p_{\mathrm{ITE}}(Q) = A_1 S_\xi^{\mathrm{ITE}}(\beta_0 - \beta_{\mathrm{ITE}}(Q)) +$$

$$A_2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} S_\xi^{\mathrm{ITE}}(\beta') S_\xi^{\mathrm{ITE}}(\beta_0 - \beta_{\mathrm{ITE}}(Q) - \beta')\,d\beta', \tag{16}$$

де

$$A_1 = C\left|m_{cl} + m_{co}\right|^2,$$

$$A_2 = C(\pi - 2)\left|m_{cl} - m_{co}\right|^2/(\pi\sigma_\xi^2),$$

$$C = \varepsilon_0 k^2 a_0^2 z/(128\mu_0 N_{\mathrm{TE}}(Q)).$$

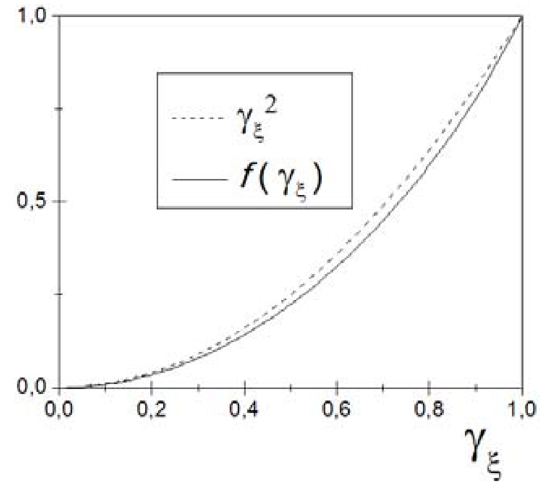

Рис. 2. Порівняння залежностей $f(\gamma_\xi)$ та γ_ξ^2 від коефіцієнта кореляції γ_ξ

Аналогічний вираз справедливий і для ITM мод з відповідною заміною позначень.

Загальні втрати на випромінювання $P_{\mathrm{rad}}(z)$ знаходяться шляхом інтегрування по всіх модах випромінювання:

$$P_{\mathrm{rad}} = \int\limits_0^{Q_{\max}} p_{\mathrm{ITE}}(Q)dQ + \int\limits_0^{Q_{\max}} p_{\mathrm{ITM}}(Q)dQ. \tag{17}$$

Формула (17) справедлива за умови $P_{\mathrm{rad}} \ll P_{\mathrm{tot}}$, тобто при малих довжинах z. Тому для розрахунку втрат потужності при як завгодно великих значеннях z необхідно ввести коефіцієнт затухання на одиницю довжини:

$$\eta = -\frac{10}{z}\lg\left(1 - \frac{P_{\mathrm{rad}}}{P_{\mathrm{tot}}}\right), \tag{18}$$

де P_{tot} – потужність падаючої хвилі.

Експериментальні дослідження поверхні світловоду [7], виготовленого із кварцового скла, показали, що спектр рельєфу поверхні має лоренцівську форму, а відповідна кореляційна функція визначається таким виразом:

$$G_\xi(\Delta z) = G_\xi(0)e^{-\frac{|\Delta z|}{z_0}}. \tag{19}$$

Відзначимо, що кореляційна функція у такій формі використовувалася для розрахунку поверхневих втрат в фотонних кристалах [1] та нановолокнах [2], де рельєф поверхні зумовлений термодинамічно рівноважним механізмом утворення заморожених капілярних хвиль.

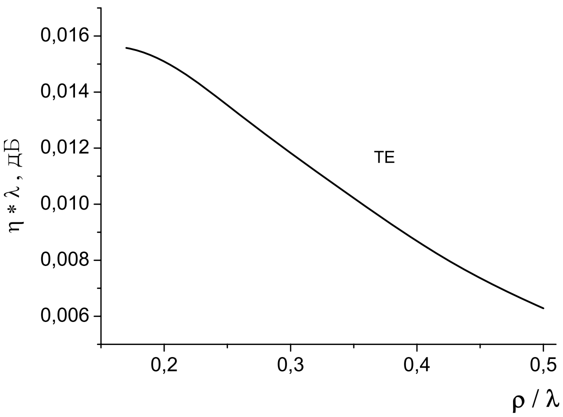

Рис. 3. Залежність коефіцієнта втрат потужності η TE моди від товщини хвилеводу ρ. Значення η і ρ нормовано на довжину хвилі λ: $\rho \to \rho/\lambda$, $\eta \to \eta\,\lambda$

4. Числові результати та їх обговорення

Числові розрахунки втрат світла у планарному хвилеводі з випадково збуреною межею поділу проведено для параметрів: $n_{co} = 1,58$, $n_{cl} = 1,5$, довжина кореляції $z_0 = \lambda$, дисперсія $\sigma_\xi^2 = 0,01\lambda^2$. Розраховану залежність коефіцієнта втрат потужності для TE моди від товщини хвилеводу наведено на рис. 3. При зменшенні товщини хвилеводу змінюється розподіл потужності поля направленої моди по перерізу хвилеводу, а саме: збільшується густина потужності біля меж поділу між оболонкою і серцевиною, тобто і у збуреному шарі. Тому при малих ρ зі збуренням взаємодіє велика частина направленої моди. З іншого боку, при зменшенні товщини зменшується стала поширення направленої моди β_0, внаслідок чого зменшується різниця $\Delta\beta = \beta_0 - \beta_{\rm ITE}(Q)$ при $\beta_{\rm ITE} = kn_{cl}$, а отже, для вибраної моделі спектра флуктуацій рельєфу збільшується внесок низькочастотних компонент спектра. Залежності коефіцієнта втрат потужності від висоти профілю хвилеводу для TE та TM мод наведено на рис. 4. Як і слід було чекати, спостерігається зростання втрат при зростанні висоти профілю $\Delta n = n_{co} - n_{cl}$ для обох типів мод, оскільки $P_{\rm rad} \sim (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^2$.

Залежність втрат від довжини кореляції збурень межі поділу наведено на рис. 5. Як видно, отримані залежності мають квазірезонансний характер, причому максимальне значення коефіцієнта втрат залежить від параметрів хвилеводу. Це пояснюється протилежним впливом двох факторів, які визначають ефективність розсіювання. Ефективне розсіювання

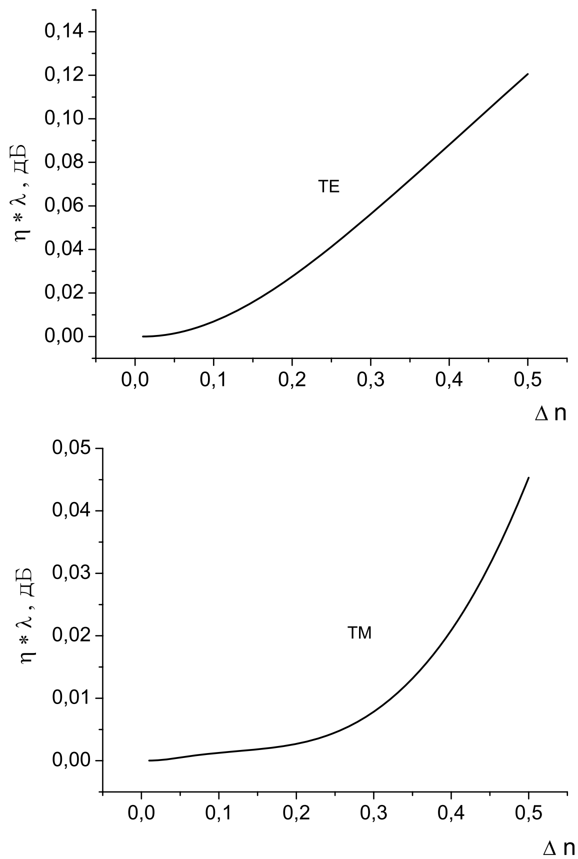

Рис. 4. Залежність коефіцієнта втрат TM та TE моди від висоти профілю при товщині хвилеводу $\rho = 0,9\rho_{\max}$, де $\rho_{\max} = \lambda/4\sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}$ – максимальна товщина серцевини, при якій реалізується одномодовий режим

відбувається на частотах $\Delta\beta$. За малих значень z_0 спектральна густина флуктуацій рельєфу має малу потужність розсіяння на всіх частотах, а при великих значеннях z_0 – вона має максимум на малих частотах розсіяння, тому в обох випадках на частоту розсіяння $\Delta\beta$ припадає мала потужність розсіяння. Коли z_0 відповідає частоті розсіяння $\Delta\beta$, маємо максимум розсіяної потужності. Крім того, при зменшенні товщини хвилеводу зменшується значення $\Delta\beta$. На останок відзначимо, що внесок до загального розсіяння TM моди другого доданка виразу (16), пропорційного квадрату кореляції, у планарному хвилеводі несуттєвий, на відміну від волоконного хвилеводу [2] (рис. 6).

Для TE моди другий доданок виразу (16) дорівнює нулю, оскільки він пропорційний $\sim (m_{cl} - m_{co})$ і електричне поле не має розриву на межі поділу серцевина/оболонка.

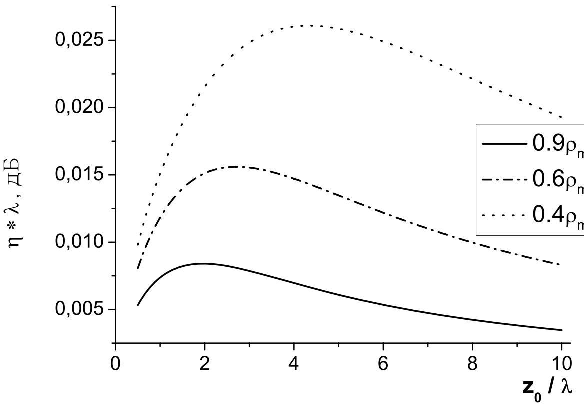

Рис. 5. Залежність коефіцієнта втрат η ТЕ моди від довжини кореляції рельєфу межі поділу z_0. Значення η і z_0 нормовано на довжину хвилі λ

Як бачимо на рис. 4, втрати потужності для ТМ моди набагато менші за втрати для ТЕ моди, що не відповідає даним, отриманим раніше для багатомодових хвилеводів [3]. Це можна пояснити так. Еквівалентний струм (5), співнаправлений з вектором напруженості електричного поля ТМ моди, який коливається в xz площині, випромінює велику частину потужності вздовж осі Oy, яку двовимірна модель не враховує. Водночас, еквівалентний струм для ТЕ моди коливається саме вздовж осі Oy, тому його випромінювання цілком враховано. Таким чином, дана двовимірна модель непридатна для кількісного аналізу втрат потужності ТМ мод.

5. Висновки

Підсумовуючи, можна зробити висновок, що запропонований метод розрахунку поверхневих втрат в оптичних хвилеводах адекватно відповідає статистичному характеру задачі. Принциповою особливістю є його незалежність від висоти профілю показника заломлення хвилеводу, що дозволяє проводити аналіз сильнонаправлених хвилеводних систем. Крім того, врахування нелінійних ефектів при обчисленні еквівалентних струмів істотно впливає на спектральні характеристики просторових частот рельєфу, які визначають ефективність розсіювання. Слід відзначити, що розглянутий підхід ґрунтується переважно на припущенні про нормальний характер статистики флуктуацій рельєфу поверхні. Однак проведені експериментальні дослідження показують, що це припущення справджується принаймні для термодинамічно рівноважних флуктуацій, які виника-

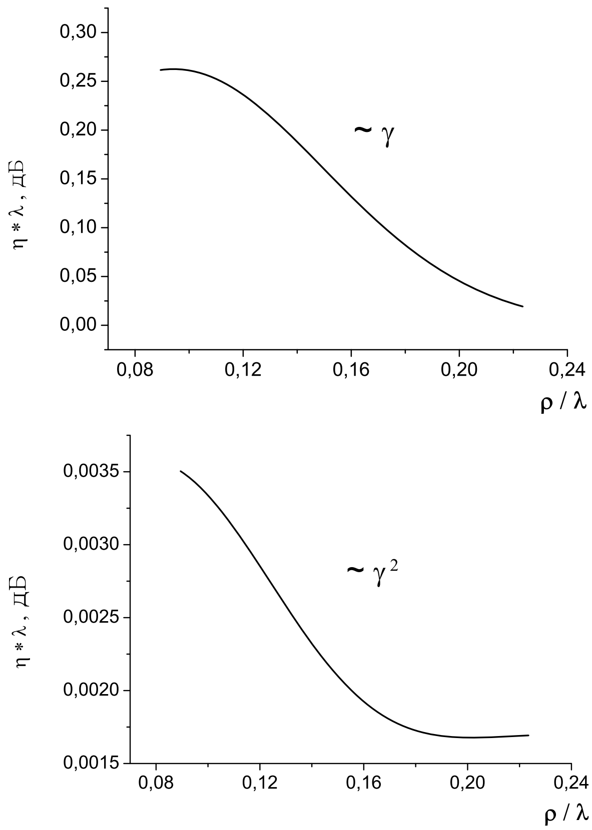

Рис. 6. Залежності коефіцієнта втрат складової ТМ моди, що пропорційна кореляції рельєфу збурення $\sim\gamma$ та квадрату кореляції $\sim\gamma^2$ від товщини хвилеводу

ють у технологічних процесах виготовлення хвилеводів.

Роботу виконано за підтримки Державного фонду фундаментальних досліджень України, проект № Ф29.1/033.

1. P.J. Roberts, F. Couny, and H. Sabert, Opt. Express **13**, 7779 (2005).
2. A.V. Kovalenko, V.N. Kurashov, and A.V. Kisil, Opt. Express **16**, 5797 (2008).
3. J.M. Elson, Opt. Express **9**, 461 (2001).
4. J.P.R. Lacey and F.P. Payne, IEE Proceedings-Optoelectronics **137**, 282 (1990).
5. А. Снайдер, Дж. Лав, *Теория оптических волноводов* (Радио и связь, Москва, 1987).
6. T.G. Theodoropoulos and I.G. Tigelis, Int. J. Infrared Millimeter Waves **16**, 1811 (1995).

7. A. Goriachko, A. Kovalenko, V. Kurashov, A. Shchyrba, Вісник Київського університету, серія: рідіофізика та електроніка **13**, 28 (2010).

Одержано 12.05.11

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ В ПЛАНАРНОМ СВЕТОВОДЕ С ШЕРОХОВАТОЙ ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА МЕЖДУ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СЛОЯМИ

Е.Г. Матевосова, А.В. Коваленко, В.Н. Курашов

Р е з ю м е

Развита статистическая модель рассеяния света шероховатой поверхностью планарного световода, свободная от приближения слабонаправленного световода. Исследованы зависимости величины потерь от высоты профиля показателя преломления, толщины сердцевины световода и корреляционных характеристик рассеивающей поверхности. Проанализированы отличия рассеяния TE и TM мод, показано, что двухмерная модель непригодна для количественных оценок потерь в случае TM мод.

RADIATION LOSSES IN A PLANAR DIELECTRIC WAVEGUIDE WITH A ROUGH INTERFACE BETWEEN DIELECTRIC LAYERS

O.H. Matievosova, A.V. Kovalenko, V.N. Kurashov

Taras Shevchenko National University of Kyiv
(*64, Volodymyrs'ka Str., Kyiv 01033, Ukraine;*
e-mail: matyevosova.lena@gmail.com)

S u m m a r y

Without the weakly guiding fiber approximation, a statistical model of light scattering by a rough surface in a planar dielectric waveguide has been developed. The dependences of radiation losses on the refractive index contrast, the waveguide core thickness, and the correlation characteristics of a scattering surface have been studied. The difference between the scattering of TE and TM modes has been analyzed, and the two-dimensional model was shown to be not suitable for quantitative estimates of losses in the case of TM modes.