07;09

Вытекание из канальных H : $LiNbO_3$ волноводов

© Л.И. Сотская

Институт прикладной оптики АН Белоруссии,
212793 Могилев, Белоруссия
E-mail: ipo@physics.belpak.mogilev.by

(Поступило в Редакцию 12 октября 1999 г.)

Теоретически исследовано затухание вытекающих мод оптических канальных H:$LiNbO_3$ волноводов. Показано, что при создании волноводов в X- и Y-срезах кристалла вытекание играет существенную роль. Для соответствующих коэффициентов затухания получено приближение, основанное на решении скалярной задачи на собственные значения.

Перспективным методом получения оптических волноводов в кристалле ниобата лития является протонный обмен [1]. Однако в ряде случаев моды соответствующих волноводов испытывают значительное затухание [2]. Если при создании планарных волноводов в базовых срезах кристалла затухание может быть минимизировано выбором условий обмена [2–4], то в случае канальных волноводов присутствует неустранимый механизм потерь. Он вызван тем, что данные волноводы направляют только моды, постоянные распространения β которых удовлетворяют условию $\varepsilon_e^{(s)} < \mathrm{Re}(k_0^{-2}\beta^2) < \varepsilon_o^{(s)}$, где $k_0 = 2\pi\lambda_0^{-1}$ — волновое число вакуума, $\varepsilon_o^{(s)}$ и $\varepsilon_e^{(s)}$ — собственные значения тензора диэлектрической проницаемости кристалла вне волновода. Такие моды вследствие гибридной природы их полей являются вытекающими [5]. Эффект вытекания в отличие от эффектов абсорбции и рассеяния определяется только двумерным ограничением полей мод канальных волноводов и анизотропией кристалла и при данном распределении диэлектрической проницаемости волновода не может быть минимизирован технологически. Поэтому нахождение соответствующих коэффициентов затухания мод эквивалентно оценке нижней границы возможных значений $|\mathrm{Im}\beta|$. Оценки такого рода, несмотря на их принципиальную вожность, до сих пор не проводились. Восполнить данный пробел позволяет строгий метод расчета характеристик вытекающих мод анизотропных канальных волноводов, недавно предложенный в [6]. В настоящей работе на основе этого метода исследованы коэффициенты затухания вытекающих мод протонообменных и отожженных протонообменных канальных волноводов, расположенных в X-, Y- и Z-срезах кристалла $LiNbO_3$. Показано, что вытекание играет существенную роль при создании волноводов в X- и Y-срезах кристалла. Для соответствующих коэффициентов затухания получено аналитическое приближение, основанное на решении скалярной задачи на собственные значения.

Поперечное сечение исследуемых волноводов представлено на рис. 1. В области $y > 0$ находится однородная изотропная среда с диэлектрической проницаемостью ε_c, а область $y < 0$ занята кристаллом $LiNbO_3$, характеризующимся тензором диэлектрической проницаемости ε. Ограничимся рассмотрением базовых срезов кристалла, предполагая, что тензор ε является диагональным и имеет собственные значения $\varepsilon_{o,e}(x,y) = \varepsilon_{o,e}^{(s)} + \Delta\varepsilon\varphi_{o,e}(\xi,\eta)$, где $\Delta\varepsilon$ — постоянная, а функции $\varphi_{o,e}(\xi,\eta)$ задают профиль волновода. Они имеют аргументы $\xi = xM^{-1}$, $\eta = yM^{-1}$, где M — масштабный фактор. В случае зависимости полей от времени и координаты z вида $\exp[i(\omega t - \beta z)]$, поперечные компоненты магнитного поля мод канальных волноводов во всем пространстве подчиняются системе [7]

$$\varepsilon_{yy}\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{1}{\varepsilon_{zz}}\left(\frac{\partial}{\partial x}H_y - \frac{\partial}{\partial y}H_x\right)\right] - \frac{\partial^2}{\partial x^2}H_x - \frac{\partial^2}{\partial x\partial y}H_y - (k_0^2\varepsilon_{yy} - \beta^2)H_x = 0,$$

$$\varepsilon_{xx}\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{\varepsilon_{zz}}\left(\frac{\partial}{\partial x}H_y - \frac{\partial}{\partial y}H_x\right)\right] + \frac{\partial^2}{\partial y^2}H_y + \frac{\partial^2}{\partial x\partial y}H_x + (k_0^2\varepsilon_{xx} - \beta^2)H_y = 0, \qquad (1)$$

где ε_{jj} — компоненты тензора ε, равные ε_c при $y > 0$.

В области $y < 0$ $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_o$, а компоненты ε_{xx} и ε_{yy} определяются выбором среза кристалла: $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_e$, $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_o$ для X- и Y-срезов и $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_o$, $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_e$ для Z-среза. Поиск решений системы (1), описывающих вытекающие моды, удобно проводить, заменив (1) эквивалентной системой интегродифференциальных уравнений, сформулированных относительно компонент поля во внутренней области водновода. Такая система получена в [6]. Результаты ее численного решения представлены на рис. 1, 2 кривыми *1, 2.* При вычислениях использована модель $\varphi_o = \alpha\varphi_e$,

$$\varphi_e = \frac{1}{4}\left\{\mathrm{erf}\left[\frac{B}{\gamma}\left(\xi + \frac{F}{2}\right)\right] - \mathrm{erf}\left[\frac{B}{\gamma}\left(\xi - \frac{F}{2}\right)\right]\right\} \times \left\{\mathrm{erf}[B(\eta+1)] - \mathrm{erf}[B(\eta-1)]\right\}, \qquad (2)$$

приближенно описывающая отожженные протообменные волноводы [8,9]. Здесь $B = MD^{-1}$, D и γ — коэффициенты, определяемые температурой и временем отжига, а также анизотропией диффузии протонов [9].

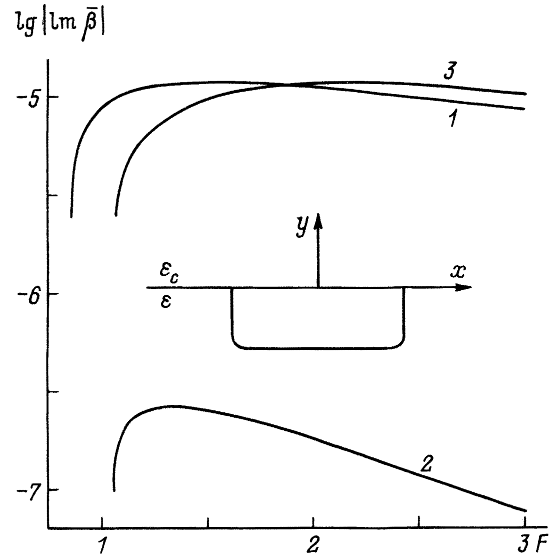

Рис. 1. Поперечное сечение исследуемых волноводов и зависимости коэффициентов мод неотжженных волноводов от их относительной ширины: *1, 3* — X- и Y-срезы; *2* — Z-срез $LiNbO_3$.

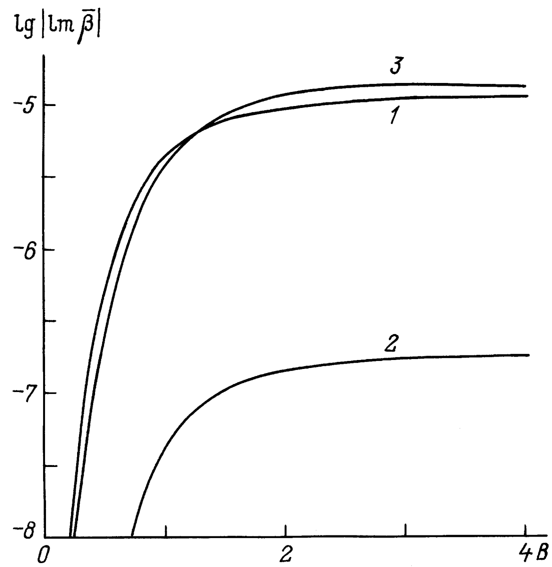

Рис. 2. Зависимости $\mathrm{Im}\bar{\beta}(B)$ для отожженных волноводов в X- и Y- (*1* и *3*) и Z-срезах $LiNbO_3$ (2), соответствующие $F = 2$.

Согласно (2), при условиях $D \to 0$, $B \to \infty$, означающих отсутствие отжига, $\varphi_e \equiv 1$ в области $|x| < 0.5FM$, $|y| < M$ и $\varphi_e \equiv 0$ вне этой области. Таким образом, параметры M и F характеризуют размеры неотожженного протонообменного волновода, который в рамках модели (2) является прямоугольным. Для расчетов выбраны значения $\gamma = 0.84$ для X- и Y-срезов кристалла, $\gamma = 1.2$ для Z-среза, а также $\varepsilon_c = 1$, $\varepsilon_o^{(s)} = 5.2$, $\varepsilon_e^{(s)} = 4.84$, $V = k_0 M\sqrt{\Delta\varepsilon} = 2.5$, $\Delta\varepsilon = 0.45$, $\alpha = -0.25$ [2,9]. На рис. 1 приведены зависимости нормированных коэффициентов затухания $\mathrm{Im}\bar{\beta}(\bar{\beta} = k_0^{-1}\beta)$ вытекающих мод от относительной ширины F неотожженных волноводов. Данные зависимости соответствуют одномодовым волноводам (диапазоны одномодового режима составляют $0.86 < F < 3.11$ в случае X- и Y-срезов и $1.05 < F < 3.79$ в случае Z-среза). Согласно рис. 1, затухание мод снижается с ростом ширины волновода (это естественно, поскольку моды планарных волноводов, описываемых диагональным тензором ε, не вытекают [5]), а также при приближении F к критическим значениям. Однако использование этих особенностей для существенного уменьшения затухания проблематично, поскольку оно ведет либо к нежелательному выходу из одномодового режима, либо к созданию волноводов с параметрами, весьма близкими к критическим. Более эффективным способом уменьшения $|\mathrm{Im}\beta|$ является отжиг. Как следует из рис. 2, с ростом параметра D, сопровождаемым уменьшением максимального приращения величины ε_e, равного $\Delta\varepsilon \mathrm{erf}(0.5FB\gamma^{-1})\mathrm{erf}(B)$, затухание мод резко убывает. Качественно этот процесс объясняется ослаблением связи волн необыкновенной и обыкновенной поляризации, являющейся причиной вытекания [10].

Согласно рис. 1, 2, моды волноводов, создаваемых в X- и Y-срезах кристалла $LiNbO_3$, испытывают гораздо более значительное затухание по сравнению с модами волноводов, создаваемых в Z-срезе (в частности, при $\lambda_0 = 0.63\,\mu$mи $F = 2$ зависимостям *1* и *2* на рис. 1 отвечают потери 9.6 и 0.15 dB/cm соответственно). Чтобы объяснить эту особенность учтем, что в случае рассматриваемых волноводов выполняются неравенства

$$\Delta\varepsilon(\varepsilon_o^{(s)})^{-1} \ll 1, \quad (\varepsilon_o^{(s)} - \varepsilon_e^{(s)})(\varepsilon_o^{(s)})^{-1} \ll 1,$$
$$\Delta\varepsilon(\varepsilon_e^{(s)} - \varepsilon_c)^{-1} \ll 1,$$

делающие возможным асимптотический анализ системы (1). Результатом такого анализа, имеющего аналогию с анализом, выполненным в работах [5,10] при исследовании оптических волокон, является приближение

$$\mathrm{Im}\beta = k_0(\Delta\varepsilon)^3 \mathrm{Im}\, b\left(2V^4\sqrt{\varepsilon_e^{(s)}}\right)^{-1}, \qquad (3)$$

где величина $\mathrm{Im}\, b$ определяется выбором среза кристалла.

Для Z-среза

$$\mathrm{Im}\, b = \left(V^2\varepsilon_o^{(s)} \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{0} u^2 d\xi d\eta\right)^{-1}$$
$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left[\frac{\partial^2 u}{\partial\xi\partial\eta}\frac{\partial}{\partial\eta}\mathrm{Im}(H_y)\right]_{\eta=0} \right.$$
$$+ V^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} \mathrm{Im}(H_y)\left[\frac{\partial u}{\partial\eta}\frac{\partial}{\partial\xi}(\varphi_o - \varphi_e) - \frac{\partial}{\partial\xi}\left(u\frac{\partial}{\partial\eta}\varphi_e\right)\right.$$
$$\left.\left. + (\varphi_o - \varphi_e - A)\frac{\partial^2 u}{\partial\xi\partial\eta}\right] d\eta \right\} d\xi, \qquad (4)$$

где $A = (\varepsilon_e^{(s)} - \varepsilon_o^{(s)})(\Delta\varepsilon)^{-1}$.

Для X- и Y-срезов

$$\operatorname{Im} b = -\left(\varepsilon_o^{(s)} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{0} u^2 d\xi d\eta\right)^{-1}$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{0} \operatorname{Im}(H_x) \frac{\partial}{\partial \eta}\left[\frac{\partial}{\partial \xi}(u\varphi_e) + (A - \varphi_o)\frac{\partial u}{\partial \xi}\right] d\xi d\eta. \quad (5)$$

Величины $H_{x,y}$ в выражениях (4), (5) имеют смысл компонент магнитного поля вытекающих волн, определенных в главном порядке теорий возмущений. Они подчиняются интегральным уравнениям

$$H_{x,y}(\xi,\eta) = F_{x,y}(\xi,\eta) + \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{0} \Gamma(\xi,\xi',\eta,\eta') H_{x,y}(\xi',\eta') d\xi' d\eta', \quad (6)$$

$$F_x = (\varepsilon_o^{(s)})^{-1} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left[\frac{\partial^2 u(\xi',\eta')}{\partial \xi' \partial \eta'} \frac{\partial G}{\partial \eta'}\right]_{\eta'=0} - V^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} G \frac{\partial}{\partial \eta'} [\varphi_0(\xi',\eta')] \frac{\partial u(\xi',\eta')}{\partial \xi'} d\eta' \right\} d\xi', \quad (7)$$

$$F_y = -V^2 (\varepsilon_o^{(s)})^{-1} \times \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{0} G \frac{\partial}{\partial \xi'} [\varphi_0(\xi',\eta')] \frac{\partial u(\xi',\eta')}{\partial \xi'} d\eta' d\xi',$$

$$\Gamma = -V^2 G \varphi_o(\xi',\eta'), \quad G = 0.25i\left[H_0^{(2)}(z_1) - H_0^{(2)}(z_2)\right],$$

$$z_n = V\sqrt{|b_o + A| \left[(\xi' - \xi)^2 + \left(\eta' + (-1)^n \eta\right)^2\right]}, \quad (8)$$

где $H_0^{(2)}(z)$ — функция Ханкеля второго рода.

Входящая в выражения (4), (5), (7), (8) функция $u(\xi,\eta)$ является решением стандартной скалярной задачи на собственные значения для направляемых мод

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + V^2(\varphi_e - b_0)u = 0,$$

$$u|_{\eta=0} \equiv 0, \quad \lim_{\xi^2+\eta^2 \to \infty} u = 0. \quad (9)$$

Теперь заметим, что при создании $H:NiNbO_3$ волноводов основное приращение испытывает показатель преломления необыкновенной волны [1], что означает выполнение неравенства $|\varphi_o| \ll \varphi_e$. Если полностью пренебречь приращением показателя преломления обыкновенной волны, положив $\varphi_o \equiv 0$, то из выражений (3), (4), (6), (8) получим $H_y \equiv 0$, $\operatorname{Im}\beta = 0$. В этом приближении моды канальных волноводов, создаваемых в Z-срезе кристалла, не вытекают. К данному выводу можно прийти и строгим путем, учитывая отсутствие в случае Z-среза при $\partial\varphi_o/\partial\xi = 0$ связи волн необыкновенной и обыкновенной поляризации [11]. В то же время условие $\varphi_0 \equiv 0$ не исключает вытекание мод волноводов, создаваемых в X- и Y-срезах кристалла. Здесь связь указанных волн индуцируется их взаимным преобразованием при отражениях от границы $y = 0$ [12]. Данная связь учитывается первым слагаемым в выражении (7). В результате при $|\varphi_o| \to 0$ уравнение (6) для $H_x(\xi,\eta)$ обращается в прямую расчетную формулу

$$H_x(\xi,\eta) = (\varepsilon_o^{(s)})^{-1} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial^2 u(\xi',\eta')}{\partial \xi' \partial \eta'} \frac{\partial G}{\partial \eta'}\right]_{\eta'=0} d\xi'. \quad (10)$$

Таким образом, относительно слабое затухание, вызванное вытеканием мод канальных $H:LiNbO_3$ волноводов, создаваемых в Z-срезе кристалла, является следствием малости величины $|\varphi_0|$. Вместе с тем малость $|\varphi_0|$ позволяет получить простое приближение для коэффициентов затухания мод волноводов, создаваемых в X- и Y-срезах кристалла. Оно сводится к вычислениям по формулам (3), (5), (10) после предварительного решения задачи (9). Кривые *3* на рис. 1, 2 рассчитаны с использованием данного приближения. При этом величины b_0 и функции $u(\xi,\eta)$ найдены методом вариационного разделения переменных [13]. Для указанного метода характерно снижение точности результатов в окрестности критических условий [13]. Этим объясняется заметное расхождение кривых *1* и *3* на рис. 1 в окрестности критических F. Тем не менее выражения (3), (5) и (10) в целом приемлемы для оценочных расчетов.

В заключение следует отметить, что представленные расчетные данные могут иметь лишь оценочный характер. Это связано с приближенностью использованной модели распределения компонент тензора диэлектрической проницаемости кристалла в пределах канального волновода. Более адекватная модель должна учитывать наличие в волноводе нескольких кристаллических фаз [2,3,14]. Однако в настоящее время устоявшаяся модель такого рода отсутствует.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

[1] *Hutcheson L.D.* Integrated Optical Circuits and Components. New York: Marcel Dekker Inc., 1987. 397 p.

[2] *Chen S., Baldi P., De Micheli M.P.* et al. // J. Lightwave Tech. 1994. Vol. 12. N 5. P. 862–871.

[3] *Коркишко Ю.Н., Федоров В.А.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 5. С. 86–98.

[4] *Son Y.S., Lee H.J., Yi S.Y., Shin S.Y.* // Proc. SPIE. 1990. Vol. 1374. P. 23–29.

[5] *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио связь, 1987. 656 с.

[6] *Sotsky A.B., Sotskaya L.I.* // Opt. and Quant. Electron. 1999. Vol. 31. N 9. P. 733–749.

[7] *Сотский А.Б., Сотская Л.И., Столяров Ю.Д.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 12. С. 1470–1476.
[8] *Kissa K.M., Suchoski P.G., Lewis D.K.* // J. Lightwave Tech. 1995. Vol. 13. N 7. P. 1521–1529.
[9] *Hempelmann U., Herrmann H., Mrozynsky G.* et al. // J. Lightmave Tech. 1995. Vol. 13. N 8. P. 1750–1759.
[10] *Lu M., Fejer M.M.* // J. Opt. Soc. Am. A. 1993. Vol. 10. N 2. P. 246–261.
[11] *Карпенко В.А.* // РиЭ. 1984. Т. 29. № 5. С. 843–847.
[12] *Федоров Ф.И., Филиппов В.В.* Отражение и преломление света прозрачными кристаллами. Минск: Наука и техника, 1976. 222 с.
[13] *Сотский А.Б., Сотская Л.И., Столяров Ю.Д.* // РиЭ. 1989. Т. 34. № 6. С. 1158–1164.
[14] *Коркишко Ю.Н., Федоров В.А.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 3. С. 47–57.