

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В
ГОФРИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

В. А. Сычугов, А. В. Тищенко

УДК 621.372.809

В работе представлены результаты анализа задачи о распространении света в гофрированном диэлектрическом волноводе в случае неколлинеарности вектора решетки и направления распространения волны. Показано, что в этом случае существенную роль играют процессы, приводящие к появлению волны ортогональной поляризации.

Гофрированные диэлектрические волноводы широко используются во многих устройствах интегральной оптики /1/. С их помощью могут быть реализованы структуры распределенной обратной связи, делители пучков, устройства ввода - вывода излучения, пространственно-частотные фильтры и т.д. В связи с этим вполне естественно, что проблеме распространения света в гофрированном волноводе посвящено большое количество работ. Однако в большинстве случаев решалась задача, в которой направление распространения волны (\vec{k}) в волноводе совпадает с направлением вектора \vec{K} решетки на поверхности волновода. Рассмотрение общего случая, когда векторы \vec{k} и \vec{K} образуют некоторый угол $\varphi \neq 0$, в настоящее время приобретает все большую актуальность, и ниже будут изложены некоторые результаты анализа процесса распространения света в гофрированном волноводе при $\varphi \neq 0$.

Как известно, на гофрированном участке волновода волна может отражаться, оставаясь волноводной модой, или же излучаться, преобразуясь в радиационные моды. В первом случае мы имеем дело с резонансным процессом, для описания которого часто используют так называемый коэффициент связи τ . Во втором случае процесс носит нерезонансный характер и для описания его использу-

ит коэффициент затухания волны α , обусловленный излучением ее в прилегающие к гофрированному волноводу среды.

Для нахождения этих величин мы использовали метод Флоке-Блока, развитый для гофрированных волноводов в работах /2,3/. Гофрирование волновода предполагалось синусоидальным по форме и малым по амплитуде ($(k\sigma)^2 \ll 1$). Решение задачи о распространении света в таком волноводе искалось в виде суммы пространственных гармоник. Из граничных условий на плоской и гофрированной границе была получена система уравнений, определяющая амплитуды пространственных гармоник. В случае резонансного преобразования исходной волны с эффективным показателем преломления n_m^* в другую волноводную моду с n_m^* мы ограничились рассмотрением только двух волн. Из условия равенства нулю определителя системы восьми оставшихся при этом уравнений были получены дисперсионные соотношения и затем коэффициенты связи. В случае TE-волн τ имеет следующий вид:

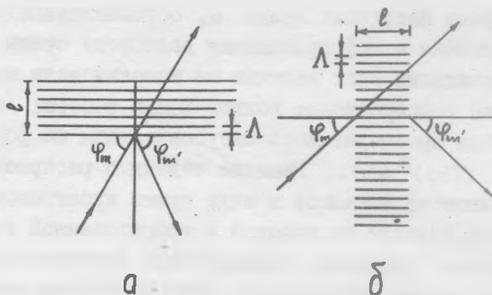
$$\tau_{TE \rightarrow TE}^2 = \frac{\sigma^2}{h_m^* h_m^*} \frac{[n_0^2 - (n_m^*)^2][n_0^2 - (n_m^*)^2]}{n_m^* n_m^*} \cos^2(\varphi_m - \varphi_m^*), \quad (I)$$

где n_0 - показатель преломления волноводной пленки; h_m^* - эффективная толщина волновода; φ_m - угол между направлением распространения волны и штрихами гофра (рис. 1). В случае TM-волн τ равно:

$$\tau_{TM \rightarrow TM}^2 = \frac{\sigma^2}{h_m^* h_m^*} \frac{[n_0^2 - (n_m^*)^2][n_0^2 - (n_m^*)^2]}{n_m^* n_m^*} \times \frac{[1 + f_m^* f_m^* \cos(\varphi_m - \varphi_m^*)]^2}{[1 + (f_m^*)^2][1 + (f_m^*)^2]}, \quad (2)$$

где $f_m^* = \sqrt{(n_0/n_2)^2 - (n_0/n_m^*)^2}$, n_2 - показатель преломления прилегающей к гофрированной поверхности среды. Как показывает анализ, наряду с этими двумя видами преобразований возможно также резонансное преобразование волны одной поляризации в волну ортогональной поляризации /4,5/. Коэффициент связи, отвечающий этому процессу, равен

$$\tau_{TE \rightarrow TM}^2 = \frac{\sigma^2}{h_m^* h_m^*} \frac{[n_0^2 - (n_m^*)^2][n_0^2 - (n_m^*)^2]}{n_m^* n_m^*} \frac{(f_m^*)^2}{1 + (f_m^*)^2} \sin^2(\varphi_m - \varphi_m^*). \quad (3)$$



Р и с. 1. Взаимное расположение решеток и волноводных пучков света в случае резонансного процесса

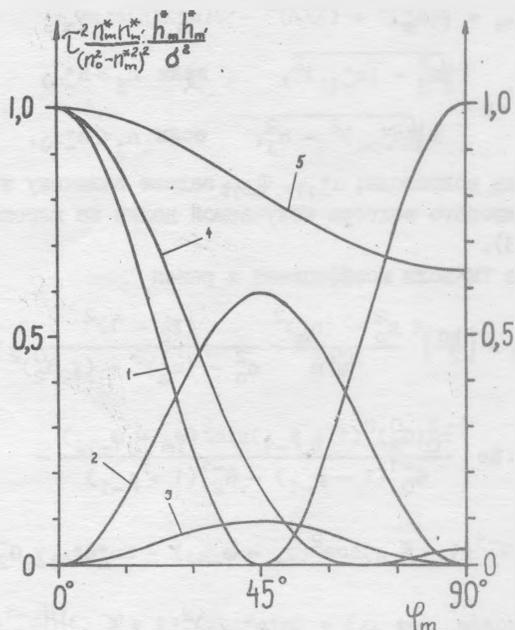
На рис. 2 показаны зависимости коэффициентов τ^2 от угла φ_m , рассчитанные для случая $n_0 = 1,589$. Как видно из рис. 2, максимального значения $\tau_{TE \rightarrow TM}^2$ достигает при углах падения на решетку близких к 45° , при этом коэффициент $\tau_{TE \rightarrow TE}^2$ обращается в нуль.

В случае преобразования падающей на гофрированный участок волноводной моды в излучающиеся моды нами учитывались (в силу малости амплитуды гофра) основная волна $r = 0$ и дифракционные волны порядков $r = \pm 1$. На основе системы двенадцати использованных при этом уравнений были получены дисперсионные соотношения и затем коэффициенты затухания α волн на гофрированном участке волновода. В случае TE-волн коэффициент затухания α имеет вид:

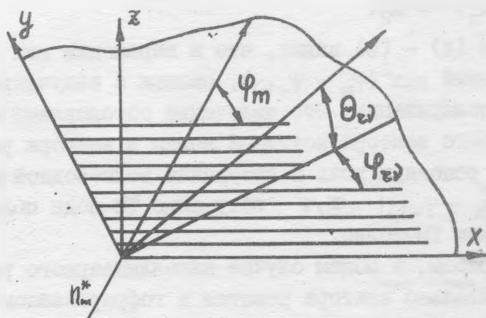
$$\alpha_{TE} = \left(\frac{k\sigma}{2} \right)^2 \frac{n_0^2 - (n_m^*)^2}{n_m^* h_m^*} \operatorname{Re} \left\{ \frac{(\gamma_2 - 1)G_0^{-1}G_2^{-1}(1 - \tilde{\beta}_{-1})}{G_0^{-1}(1 - \tilde{\beta}_{-1}) - \gamma_2 G_2^{-1}(1 + \tilde{\beta}_{-1})} \times \right. \\ \left. \times \sin^2(\varphi_m - \varphi_{-1\gamma}) - \frac{(n_0^2 - n_2^2)(1 + \beta_{-1})}{G_0^{-1}(1 - \beta_{-1}) - G_2^{-1}(1 + \beta_{-1})} \cos^2(\varphi_m - \varphi_{-1\gamma}) \right\}, \quad (4)$$

где $\beta_{-1} = \exp(-2ikG_0^{-1}h)(G_0^{-1} + G_1^{-1})/(G_0^{-1} - G_1^{-1})$,

$\tilde{\beta}_{-1} = \exp(-2ikG_0^{-1}h)(G_0^{-1} + \gamma_1 G_1^{-1})/(G_0^{-1} - \gamma_1 G_1^{-1})$, $\gamma_1 = (n_0/n_1)^2$,



Р и с. 2. Зависимость коэффициентов связи от угла падения света на решетку. $\tau_{TE \rightarrow TE}^2$ - кривая 1; $\tau_{TM \rightarrow TM}^2$ - кривая 2 ($n_2 = 1$) и кривая 3 ($n_2 = 1,457$); $\tau_{TE \rightarrow TM}^2$ - кривая 4 ($n_2 = 1$) и кривая 5 ($n_2 = 1,457$)



Р и с. 3. Взаимное расположение решетки и пучков света в случае резонансного процесса

$$n_{-1\nu}^* = \sqrt{(n_m^*)^2 + (\lambda/\Lambda)^2 - 2(n_m^*\lambda/\Lambda)\sin\varphi_m},$$

$$G_j^{-1} = \begin{cases} \sqrt{n_j^2 - (n_{-1\nu}^*)^2}, & \text{если } n_j \geq n_{-1\nu}^* \\ i\sqrt{(n_{-1\nu}^*)^2 - n_j^2}, & \text{если } n_j < n_{-1\nu}^*, \end{cases}$$

h - толщина волновода; $n_{-1\nu}^*$, $\varphi_{-1\nu}$ задают величину и направление проекции волнового вектора излучаемой волны на плоскость волновода (рис. 3).

В случае ТМ-волн коэффициент α равен

$$\alpha_{\text{ТМ}} = \left(\frac{k\sigma}{2}\right)^2 \frac{n_0^2 - (n_m^*)^2}{n_m^* h_m^*} \frac{(\gamma_2 - 1)^2}{n_0^2 - (n_m^*)^2 - (\gamma_2 G_2^0)^2} \times$$

$$\times \operatorname{Re} \left\{ \frac{n_0^2 (G_2^0)^2 (1 + \beta_{-1}) \sin^2(\varphi_m - \varphi_{-1\nu})}{G_0^{-1}(1 - \beta_{-1}) - G_2^{-1}(1 + \beta_{-1})} - \right.$$

$$\left. - [\gamma_2 (G_2^0)^{-1} G_0^{-1} G_2^{-1} (1 - \beta_{-1}) \cos^2(\varphi_m - \varphi_{-1\nu}) - 2n_m^* n_{-1\nu}^* \gamma_2 G_2^{-1} G_2^0 \times \right.$$

$$\left. \times (1 + \beta_{-1}) \cos(\varphi_m - \varphi_{-1\nu}) + (n_m^* n_{-1\nu}^*)^2 (1 + \beta_{-1}) \right] / [G_0^{-1} (1 - \beta_{-1}) - \gamma_2 G_2^{-1} (1 + \beta_{-1})] \Big\}, \quad (5)$$

где $G_2^0 = i\sqrt{(n_m^*)^2 - n_2^2}$.

Из формул (4) - (5) видно, что в выражении для α член, пропорциональный $\sin^2(\varphi_m - \varphi_{-1\nu})$, связан с излучением волны, имеющей другую поляризацию. Это излучение обусловлено неколлинеарностью волнового вектора исходной волны и вектора решетки и часто может играть основную роль в затухании волноводной моды. Так например, при $|\varphi_m - \varphi_{-1\nu}| = \pi/2$ затухание ТЕ-моды полностью обусловлено излучением ТМ-волны.

Таким образом, в общем случае неколлинеарного распространения света относительно вектора решетки в гофрированном волноводе приобретают существенную роль такие процессы, которые приводят к появлению волн ортогональной поляризации и их необходимо учитывать в

работе соответствующих интегрально-оптических устройств.

Поступила в редакцию
24 апреля 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. О. А. Быковский, В. Л. Смирнов, А. В. Шмалько, Квантовая электроника 5, II, 2309 (1978).
2. В. А. Киселев, Квантовая электроника 1, 1578 (1974).
3. А. М. Прохоров, А. А. Спичальский, В. А. Сичугов, Г. П. Шилуло, Квантовая электроника 3, 1941 (1976).
4. А. И. Гудзенко, Радиотехника и электроника 21, № 8, 1609 (1976).
5. В. Е. Сотин, Всесоюзное научно-техническое совещание "Дальнейшее развитие оптиэлектроники", Москва, 1977, тезисы докладов, стр. 103.