

В. А. КИСЕЛЕВ, академик А. М. ПРОХОРОВ

О ВЫВОДЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ОДНОМОДОВОГО ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА В ТОНКОПЛЕНОЧНЫЙ ВОЛНОВОД

В связи с использованием оптических волокон для передачи светового сигнала, с одной стороны, и последующей обработкой (или первоначальным возбуждением) этого сигнала в тонкопленочных оптических схемах, с другой стороны, осуществление высокоэффективного вывода излучения из волоконного световода в тонкопленочный волновод (и осуществление высокоэффективного ввода) является одной из актуальных задач интегральной оптики. К настоящему времени при преобразовании световой энергии из тонкопленочного волновода в многомодовый волоконный световод достигнута эффективность ввода порядка 50–60% (1, 2). В работе (1) свет вводился в оптическое волокно через каплю эммульсионной жидкости, нанесенную на поверхность тонкопленочного волновода. В работе (2) на торец волокна фокусировались волны излучения, возникающие на суживающемся до критической толщины участке волноводной пленки.

По сравнению с многомодовыми волокнами возбуждение одномодового световода (или вывод излучения из него) значительно осложняется тем, что в этом случае широкий световой пучок, выводимый через поверхность тонкопленочного волновода, следует преобразовать с высокой эффективностью в поверхностную волну, занимающую по сечению световода область порядка длины волны. Тем не менее решение этой задачи практически целесообразно ввиду существенного преимущества одномодовых волокон, заключающегося в минимальной дисперсии проходящих по ним световых сигналов.

В настоящей работе предложена и проанализирована показанная на рис. 1 схема вывода светового излучения из одномодового волокна в тонкопленочный волновод: основная поверхностная волна HE_{11} , распространяющаяся по одномодовому волоконному световоду 1, попадает в световод большого диаметра, в котором показатель преломления спадает по параболическому закону от оси к периферии, т. е. в селфок 2 (3). На некотором расстоянии от входного торца селфока формируется широкий параллельный световой пучок. Последний, испытывая полное внутреннее отражение и дифрагируя на гофрированной поверхности пленки, преобразуется с эффективностью порядка 80% (при надлежащем выборе периода Λ и глубины σ модуляции толщины пленки (4)) в заданную поперечную моду тонкопленочного волновода 3. В тех случаях, когда свет не отражается полностью от гофрированной поверхности пленки, для сохранения высокой эффективности ввода эта поверхность должна быть покрыта зеркальным слоем (5).

Так как для возбуждения тонкопленочного волновода желательно использовать линейно поляризованный световой пучок, то при определении оптимальных параметров рассматриваемой схемы ввода прежде всего следует учесть, что с уменьшением отношения показателей преломления волокна и его оболочки ($n_3/n_4 = \epsilon^{1/2}$) поле HE_{11} -волны линейно поляризуется все в большей степени и все большая часть светового потока, создаваемого этой волной, а точнее говоря, не менее $\eta = [100 - 23((\epsilon - 1)/(\epsilon + 1))^{2.7}] \%$ его определяется составляющими поля, которые имеют основную поляри-

зацию ⁽⁶⁾. Линейно поляризованная часть η светового потока достигает указанного выше минимума при значениях характеристического параметра световода $\bar{\rho} \approx 1,95$ ($\bar{\rho} = ka(n_3^2 - n_4^2)^{1/2}$, a — радиус волокна, $k = \omega/c$, ω — частота света, c — скорость света в вакууме). С увеличением и уменьшением параметра $\bar{\rho}$ при постоянном ε величина η быстро приближается к единице. Однако для того, чтобы в световоде I существовала только одна поверхностная волна HE_{11} , параметр $\bar{\rho}$ должен лежать в области $\bar{\rho} < \rho_1^0$, где $\rho_1^0 \approx 2,405$ — первый корень функции Бесселя $J_0(\rho)$.

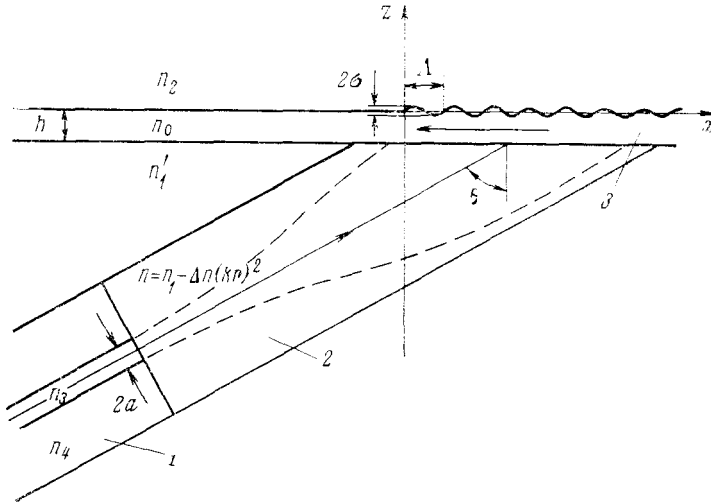


Рис. 1

Световой поток HE_{11} -волны можно аппроксимировать для простоты аксиально-симметричным гауссовым пучком $\exp(-r^2/w^2)$. В частности, при условиях $\varepsilon \ll 4$ и $\bar{\rho} > 1,8$, когда большая часть световой энергии концентрируется внутри волокна ⁽⁶⁾, грубая оценка полуширины пучка w (исходя из равенства радиальных смещений r , соответствующих спаду интенсивности в гауссовом пучке и HE_{11} -волне вдвое по сравнению с максимальной) дает $(n_3^2 - n_4^2)^{1/2} kw \approx 1,35$, где n^* — эффективный показатель преломления волны HE_{11} . Если показатель преломления селфок n близок к n^* , то практически весь световой пучок проникает из световода I в селфок 2 . При значениях $kw \sim 1$ вследствие дифракции пучок сначала сильно расходится, однако благодаря фокусирующему воздействию селфок, в котором показатель преломления постепенно убывает при удалении от оси согласно формуле $n \approx n_1 - \Delta n(kr)^2$, пучок периодически становится параллельным и максимально широким на расстояниях

$$kl_q = \left(\frac{n_1}{2\Delta n} \right)^{1/2} \pi \left(q + \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где $q = 0, 1, 2, \dots$ ⁽³⁾. Максимальная полуширина пучка w_{\max} связана с минимальной полушириной w соотношением

$$(kw_{\max})(kw) = (2n_1\Delta n)^{-1/2} \gg 1. \quad (2)$$

При падении пучка на поверхность волноводной пленки под углом θ распределение светового потока на этой поверхности по оси x характеризуется полушириной $w_x \approx w_{\max} / \cos \theta$.

Если электрический (или магнитный) вектор поляризован в пучке вдоль оси y (рис. 1), то на гофрированном участке тонкопленочного волновода будут возбуждаться поверхностные волны H (или E)-типа соответственно. Период модуляции Λ на этом участке волновода, выполняющем роль дифракционной решетки, должен быть выбран таким образом, чтобы

устанавливался фазовый синхронизм между дифракционной волной (± 1) -го порядка, возбуждаемой падающим пучком, и заданной модой тонкопленочного волновода:

$$n_1 \sin \theta \pm N \approx \pm n_m^*; \quad (3)$$

здесь $N = \lambda/\Lambda$, λ — длина световой волны в вакууме, n_m^* — эффективный показатель преломления H (или E)-волны порядка m . Верхний знак в соотношении (3) соответствует возбуждению поверхностной волны m -го порядка в направлении падающего пучка (см. рис. 2а), нижний знак — возбуждению такой же волны в противоположном направлении (рис. 2б).

Если возбуждающий пучок полностью отражается от гофрированной поверхности пленки, т. е. $n_1 \sin \theta \approx |n_m^* - N| > n_2$, то около 80% от полной мощности пучка может быть введено в тонкопленочный волновод. Причем для пучка с близким к гауссовому распределением поля оптимальные условия ввода заключаются в следующем:

$$\alpha_m s \approx 0,50, \quad \alpha_m w_x \approx 0,43, \quad (4)$$

где s — смещение оси пучка от края решетки (см. рис. 2а, б), α_m — коэф-

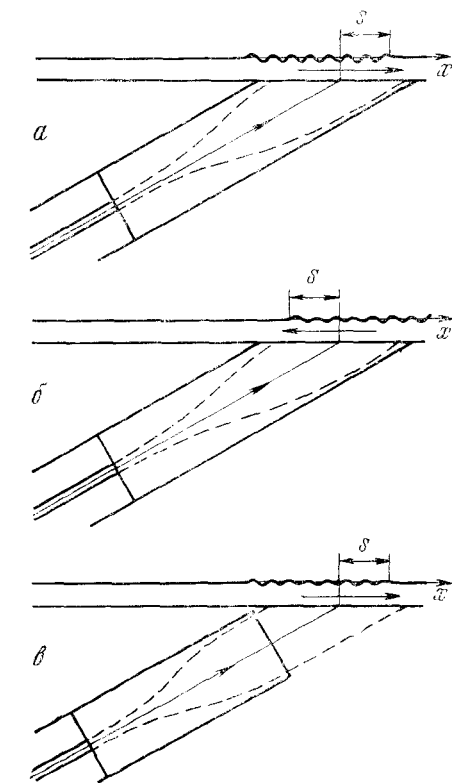


Рис. 2

фициент затухания поверхностной волны m -го порядка при распространении ее по гофрированному участку волновода.

При слабой гармонической модуляции толщины пленки в показанных на рис. 2 случаях, когда свет вводится в гофрированную пленку со стороны ее плоской поверхности, коэффициент затухания H_m -волны имеет вид

$$\alpha_m = \left(\frac{k\sigma}{2} \right)^2 \frac{n_0^2 - n_m^{*2}}{n_m^* h_m^*} \frac{(n_0^2 - v^2)(n_1^2 - v^2)^{1/2}}{n_0^2 - v^2 - (n_0^2 - n_1^2) \cos^2(\chi - (n_0^2 - v^2)^{1/2} kh)}, \quad (5)$$

где 2σ — глубина модуляции, h_m^* — эффективная толщина волновода для моды H_m , $n_0 > n_1 > v = n_1 \sin \theta > n_2$ и $\chi = \arctg [(v^2 - n_2^2)/(n_0^2 - v^2)]^{1/2}$, $0 < \chi < \pi/2$ (4). Для других случаев, и, в частности, для тех, когда возбуждающий световой пучок не отражается полностью от границы пленки с верхней средой ($n_1 \sin \theta < n_2$) и ввиду этого на пленку наносится зеркальный слой, коэффициенты α_m приведены в работах (4, 5).

Отметим, что значения коэффициента α_m одинаковы для вариантов схемы, представленных на рис. 2а и б и различающихся направлением распространения возбуждаемой в пленке поверхностной волны. Причем во втором варианте по сравнению с первым требуется решетка с меньшим периодом Λ ($\Delta N = 2n_1 \sin \theta$), что иногда может быть нежелательным из-за возникновения дополнительных технологических трудностей или, наоборот,

необходимым для того, чтобы в пределах возбуждающего пучка укладывалось достаточное число периодов дифракционной решетки.

Если показатель преломления n_1 селфока превышает показатель преломления n_0 волноводной пленки, то можно использовать вариант схемы, показанный на рис. 2в, или вместо дифракционного ввода использовать туннельный ввод излучения через тонкий и оптически менее плотный слой, помещаемый между пленкой и селфоком. Однако, как правило, волоконные световоды имеют более низкий показатель преломления, чем волноводные слои используемых в интегральной оптике (например, полупроводниковых) плоских волноводов, и $n_1 \sin \theta$ оказывается меньше n_m^* . В этих случаях для применения туннельного ввода излучения необходимо поместить после селфока призму из оптически плотного материала (⁷).

В заключение отметим также, что для простоты и краткости здесь опущены некоторые дополнительные детали схемы, которые облегчают сочленение световода 1 с селфоком 2 и настройку падающего пучка на фазовый синхронизм с возбуждаемой модой тонкопленочного волновода.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Москва

Поступило
15 IV 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ R. Th. Kersten, Digest of Technical Papers, Meeting on Intergrated Optics, New Orleans, 1974. ² P. K. Tien, G. Smolinsky, R. J. Martin, Digest of Technical Papers. Meeting on Integrated Optics, New Orleans, 1974. ³ I. C. Goyal, M. S. Sodha, A. K. Ghatak, J. Opt. Soc. Am., v. 63, № 8, 940 (1973). ⁴ В. А. Киселев, Квантовая электроника, т. 1, № 6 (1974). ⁵ А. А. Зленко, В. А. Киселев, и др., Квантовая электроника, т. 1, № 6 (1974). ⁶ В. Ф. Взягышев, Диэлектрические волноводы, М., 1970. ⁷ R. Ulrich, J. Opt. Soc. Am., v. 61, № 11, 1467 (1971).