

УДК 621 372 826:535 35

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И СТЫКОВКИ МНОГОМОДОВЫХ ПОЛОСКОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ МИКРОВОЛНОВОДОВ

*О. Н. Семченко, А. В. Шмалько*

Рассмотрена задача возбуждения многомодовых полосковых оптических микроволноводов (ОМВ) при их стыковке друг с другом и с многомодовыми волоконными световодами (ВС). Изучено влияние различных параметров многомодовых ОМВ и ВС на эффективность согласования волноводных структур рассматриваемого типа. Показано, что соответствующим выбором параметров ВС и ОМВ можно обеспечить преимущественное возбуждение основной моды многомодового полоскового ОМВ с эффективностью свыше 96%.

Многомодовые канальные и полосковые ОМВ представляют значительный практический интерес для разработки и создания на их основе различных интегрально-оптических функциональных элементов для оконечных устройств волоконно-оптических линий связи с применением многомодовых ВС [1-3]. Количественный расчет характеристик и анализ работы подобных элементов и устройств тесно связан с изучением эффективности возбуждения различных мод многомодовых полосковых ОМВ при их стыковке друг с другом и с многомодовыми ВС. Однако, несмотря на то, что вопросы возбуждения и стыковки волноводных структур различного типа неоднократно рассматривались различными авторами [4-7], как правило, при их рассмотрении ограничивались анализом и исследованием эффективности согласования (стыковки) только одномодовых ОМВ и ВС. Что касается многомодовых волноводных структур, то в случае канальных ОМВ их возбуждение изучалось лишь качественно [8], а для полосковых микроволноводов исследовался один из самых простых вариантов многомодового режима — только по одной из поперечных координат ОМВ [9].

В настоящей работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования возбуждения многомодовых полосковых ОМВ при их стыковке в торец друг с другом и с многомодовыми ВС.

По сравнению с другими типами трехмерных ОМВ полосковый микроволновод (рис. 1а) обладает рядом преимуществ [1, 3]. Он представляет собой планарный (тонкопленочный или градиентный) микроволновод с показателем преломления волноводного слоя  $n_1$ , на поверхность которого нанесена тонкая полоска диэлектрика заданной ширины  $W$  с показателем преломления  $n_2 < n_1$ . Такой ОМВ позволяет легко реализовать как одномодовый, так и многомодовый режимы работы с наперед заданным числом мод [3, 10]. Обычно ширина полоскового ОМВ много больше длины волны излучения  $\lambda$  (в типичных случаях величина  $W$  может составлять  $\sim 10-20$  мкм и более [2, 3]), а его толщина  $h$  определяется толщиной исходного планарного волновода (в зависимости от материала и технологии изготовления она может составлять от единиц до нескольких десятков микрон [11, 12]). Та-

ким образом, поперечные размеры полосковых ОМВ могут быть выполнены соизмеримыми с диаметром сердцевинки как одномодовых, так и многомодовых ВС, что позволяет осуществлять их стыковку друг с другом непосредственно в торец. На рис. 1 представлено схематическое изображение стыкуемых волноводных структур.

Проблема эффективного возбуждения или согласования многомодовых волноводных структур имеет два аспекта. При ее решении необходимо обеспечить, во-первых, согласование возбуждающего и возбуждаемого полей по модовому составу и, во-вторых, согласование по распределению полей возбуждающей и возбуждаемых волн. Обычно эффективность возбуждения (или согласования)  $\eta$  волноводных структур определяют как отношение мощности  $P_1$ , введенной в возбуждаемую структуру, к полной мощности  $P_0$ , излучаемой возбуждающей структурой или внешним источником излучения.

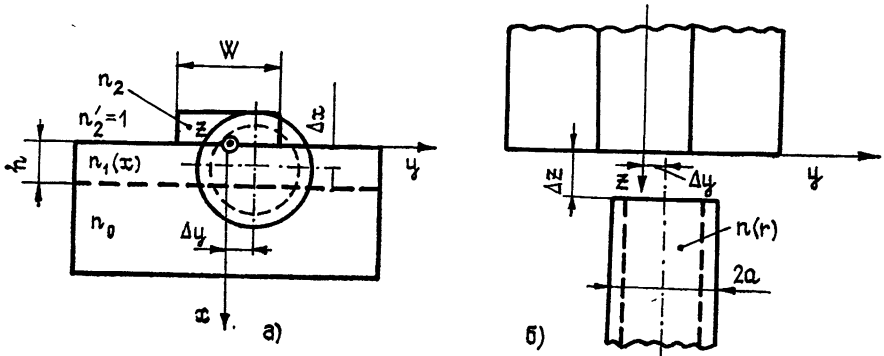


Рис. 1.

Используя хорошо известную в оптике теорему Лиувилля [13] и учитывая взаимосвязь параметров волноводных структур с их модовым составом (см., например, [4]), нетрудно показать [14], что полное число мод волноводной структуры любого типа (как ОМВ, так и ВС) определяет объем фазового пространства, занимаемый оптическим излучением, и, следовательно, определяет способность такой структуры принимать или собирать оптическое излучение. Поэтому при однородном распределении оптической мощности по модам возбуждающей структуры максимальная эффективность согласования двух волноводных структур произвольного типа равна [15]

$$\eta_{\max} = P_1/P_0 = N_1/N_0, \quad (1)$$

где  $N_1$ ,  $N_0$  — число мод возбуждаемого и возбуждающего полей соответственно. Так как  $\eta_{\max} \leq 1$ , то достаточно выполнения условия  $N_1 \leq N_0$ . Выражение (1) дает верхний предел для вводимой в волноводную структуру оптической мощности и является прямым следствием теоремы Лиувилля. Этот результат не зависит от оптической связи между волноводными структурами. Таким образом, необходимое условие оптимального согласования многомодовых волноводных структур определяется из соотношения (1) и заключается в том, что для обеспечения максимальной эффективности согласования  $\eta_{\max}$  (в пределе равной 100%) необходимо, чтобы полное число мод возбуждающей волноводной структуры или источника излучения  $N_0$  не превосходило полного числа мод возбуждаемой волноводной структуры  $N_1$ :

$$N_0 \leq N_1. \quad (2)$$

Для реализации однонаправленных устройств связи волноводных структур соотношение (2) является необходимым и достаточным. Для

реализации обратимых устройств с одинаковой оптимальной связью для прямого и обратного направлений распространения оптической мощности условие (2) должно перейти в равенство.

Обычно для большинства реальных волноводных структур возбуждающее поле имеет неоднородное распределение мощности по модам. Поэтому для оценок величины  $\eta_{\max}$  необходимо в выражении (1) вместо величины  $N_0$  использовать эффективную величину  $N_0^*$ , которая, как правило, меньше  $N_0$ . Например, в многомодовом ВС при соответствующем формировании апертуры возбуждающего пучка можно обеспечить преимущественное возбуждение основной моды, которая переносит при этом свыше 96% всей вводимой в ВС оптической мощности [4].

Реально достигаемая эффективность согласования многомодовых волноводных структур  $\eta$  дополнительно ограничена степенью рассогласования распределений возбуждающего и возбуждаемых полей ( $\eta \leq \eta_{\max}$ ).

Рассмотрим подробнее влияние параметров и модового состава сочленяемых многомодовых волноводных структур на величину эффективности их согласования  $\eta$ . В общем случае задачу возбуждения собственных волн полоскового ОМВ заданным полем возбуждающей волны (см. рис. 1) можно рассматривать как возбуждение «приемной возбуждаемой антенны» некоторым полем «излучающей возбуждающей антенны». При одинаковой поляризации электрических полей возбуждающей  $E_0$  и возбуждаемой  $E_1$  волн и не слишком большой диаграмме направленности излучающей и приемной апертур (что характерно для ОМВ и ВС) в приближении, эквивалентном приближению Кирхгофа, эффективность их согласования  $\eta$  по мощности равна [4, 16]

$$\eta = \eta_R \eta_0 = \eta_R \left| \int_S E_0 E_1^* dS \right|^2 / \left( \int_S |E_0|^2 dS \int_S |E_1|^2 dS \right), \quad (3)$$

где  $\eta_R$  — коэффициент, учитывающий отражение световой волны за счет несогласованности передающего и приемного трактов, величина  $\eta_0$  учитывает несогласованность возбуждающего и возбуждаемых полей. Интегрирование в (3) проводится по всей площади приемной апертуры ОМВ (ВС). Обычно в большинстве практически важных случаев величина коэффициента отражения  $R$  может быть уменьшена, например путем применения иммерсии, почти до нуля ( $R \ll 1$ ). Поэтому эффективность возбуждения мод ОМВ заданным полем  $E_0$  определяется, главным образом, интегралом перекрытия возбуждающего и возбуждаемого полей. Из неравенства Коши—Шварца [17] следует, что  $\eta_0 \leq 1$ , и только при  $E_0 = aE_1$  ( $a$  — произвольная постоянная) величина  $\eta_0 = 1$ .

Для рассматриваемой задачи возбуждения полоскового ОМВ наибольший интерес, как это видно из предыдущего рассмотрения, представляет распределение электрического поля основной моды  $E_0(r)$  на выходе многомодового градиентного, а также одномодового ВС, для описания которого достаточно хорошим приближением является функция Гаусса [4]:

$$E_0(r) = E_0 \exp[-(r/\omega_0)^2], \quad (4)$$

где  $r^2 = (x + \Delta x)^2 + (y + \Delta y)^2$ ;  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  — величина смещения оси ВС относительно заданной системы координат,  $\omega_0$  — радиус пятна моды, определяющий границы существования поля моды в радиальном направлении ( $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\omega_0 = [2\rho/(k_0 n_c \sqrt{2\Delta})]^{1/2}$ ,  $\rho$  — радиус сердцевинки волокна,  $n_c$  — максимальное значение показателя преломления  $n(r)$  ВС на оси,  $\Delta$  — относительная разность показателей преломления сердцевинки и оболочки ВС). Оценки показывают, что при относительной величине зазора между торцами ОМВ и ВС  $\Delta z/\lambda \sim 10$  изменением фазы возбуждающей

волны, возникающим за счет искривления ее волнового фронта, можно пренебречь [5,7]. Поэтому при вычислении интегралов перекрытия полей мод для возбуждающего поля  $E_0(r)$  ограничимся выражением вида (4), т. е. предположим, что величина зазора  $\Delta z$  между торцами сочленяемых волноводных структур равна нулю (практически допуская  $\Delta z \leq 10\lambda$ ).

Поля собственных волн  $E_{mn}$  полоскового ОМВ в приближении метода эффективного показателя преломления можно представить в виде [1,8]

$$E_{mn}(x, y) = X_n(x)Y_m(y), \quad (5)$$

где  $X_n(x)$ ,  $Y_m(y)$  — распределения полей по поперечным координатам ОМВ,  $n$  и  $m$  указывают число экстремумов поля по осям  $x$  и  $y$  соответственно. Функции  $X_n(x)$  описывают поля мод планарного волновода на участке под диэлектрической полоской и являются решениями соответствующего одномерного волнового уравнения для несимметричного планарного (тонкопленочного или градиентного) ОМВ [4]. Функции  $Y_m(y)$  описывают поля поперечных по координате  $y$  мод полоскового ОМВ (мод полоски) и являются решениями соответствующего одномерного волнового уравнения для эквивалентного симметричного планарного волновода со ступенчатым профилем показателя преломления [1,4], имеющего показатели преломления сердцевины и окружающей среды, равные соответственно эффективным показателям преломления исходного планарного волновода под диэлектрической полоской  $n_{1n}^*$  и вне ее  $-n_{11n}^*$ . Поэтому величину интеграла перекрытия полей  $\eta_0$  в выражении (3) можно представить в виде  $\eta_0 = \eta_x \eta_y$ .

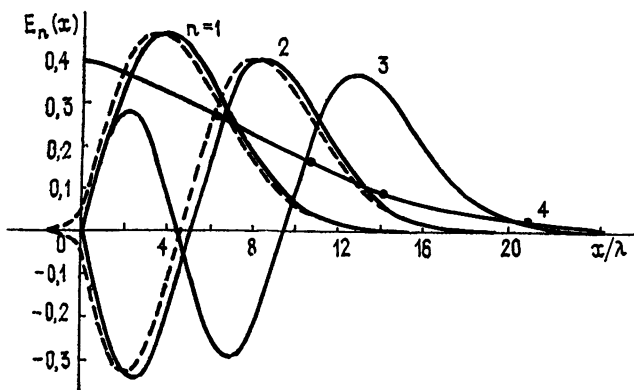


Рис. 2.

В случае градиентного полоскового ОМВ с показателем преломления волноводного слоя  $n_1(x)$  функции  $X_n(x)$  могут быть определены следующим образом. По экспериментально измеренным значениям эффективного показателя преломления волноводных мод исходного планарного волновода  $n_{1n}^*$  восстанавливают профиль показателя преломления  $n_1(x)$ , а затем уже для известной функции  $n_1(x)$  численно решается одномерное волновое уравнение с соответствующими граничными условиями [18]. На рис. 2 приведены типичные распределения полей  $E_n(x)$  для первых двух мод ТЕ-поляризации (пунктирные кривые) и профиль показателя преломления (кривая 4) четырехмодового градиентного ОМВ, полученного ионным обменом в стекле [3], на поверхность которого нанесена диэлектрическая пленка с показателем преломления  $n_2 < n_{1 \max}$ . Возбуждение мод полосковых ОМВ, выполненных на основе таких градиентных ОМВ ( $n_0 = 1,514$ ,  $n_2 = 1,457$  (плен-

ка  $\text{SiO}_2$ ), длина волны излучения  $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$ , потери  $1-2 \text{ дБ/см}$  [3]), исследовалось в настоящей работе. Так как исходный градиентный волновод выполнен на основе изотропного материала, а величина  $(n_{1 \max} - n_0)/n_{1 \max} \ll 1$ , то распределения полей волн ортогональных поляризацій совпадают друг с другом с точностью до постоянного множителя порядка единицы [4, 19]. Зная распределение полей мод  $E_n(x)$  рассматриваемого планарного градиентного ОМВ, в приближении метода эффективного показателя преломления можно определить искомую функцию распределения поля мод  $X_n(x)$  полоскового ОМВ по координате  $x$ .

Для упрощения вычисления интегралов перекрытия полей мод  $\eta_x$  реальные распределения полей мод ОМВ  $X_n(x)$  можно заменить некоторыми модельными распределениями, близкими к реальным и описываемыми аналитическими функциями. Функции Эрмита—Гаусса, представляющие точные решения одномерного волнового уравнения для волноведущей среды с параболическим профилем показателя преломления [19], являются одними из наиболее подходящих для этих целей. Для рассматриваемого случая, с учетом асимметрии исходного ОМВ и ширины каждой его моды  $2w_n$ , функцию  $X_n(x)$  можно задать в виде

$$X_n(x) = N_{2n-1} H_{2n-1}(x/\alpha_n) \exp(-x^2/2\alpha_n^2). \quad (6)$$

Здесь  $n=1, 2, 3, \dots$ ,  $N_{2n-1} = [\alpha_n^{-1}/2^{2n-1} (2n-1)! \sqrt{\pi}]^{1/2}$  — нормировочный множитель,  $H_{2n-1}(x/\alpha_n)$  — полиномы Эрмита порядка  $(2n-1)$  [17, 19], параметр  $\alpha_n$  в (6) выбирается для каждой моды таким образом, чтобы ширина модельной и реальной функций распределения для мод одинакового индекса совпадала по уровню  $1/e$ . Для исследуемого полоскового ОМВ соответствующие модельные распределения полей для первых трех мод приведены на рис. 2 (сплошные кривые).

В приближении метода эффективного показателя преломления распределения полей мод полоскового ОМВ  $Y_m(y)$  можно записать в виде [4]

$$Y_m(y) =$$

$$= \begin{cases} A_m \left[ \left( \frac{q_m}{h_m} \right) \sin \left( h_m \frac{W}{2} \right) + \cos \left( h_m \frac{W}{2} \right) \right] \exp \left[ -q_m \left( |y| - \frac{W}{2} \right) \right], & |y| > \frac{W}{2} \\ A_m \left[ \left( \frac{q_m}{h_m} \right) \sin(h_m y) + \cos(h_m y) \right], & |y| \equiv \frac{W}{2} \end{cases} \quad (7)$$

Здесь  $m=1, 2, \dots$ ,  $A_m$  — нормировочный множитель,  $h_m = k_0 [(n_{1n}^*)^2 - (n_{11n}^*)^2]^{1/2}$ ,  $q_m = k_0 [(n_{mn}^*)^2 - (n_{11n}^*)^2]^{1/2}$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $n_{mn}^*$  — эффективный показатель преломления  $(m, n)$ -моды полоскового ОМВ,  $W$  — его ширина. Для  $m=1, 3, 5, \dots$  в (7) остаются одни только косинусы, а для  $m=2, 4, 6, \dots$  — только синусы. Так как в полосковом волноводе  $n_{1n}^* \simeq n_{11n}^*$ , то выражение (7) описывает распределение полей мод полоскового ОМВ по координате  $y$  как ТЕ-, так и ТМ-поляризацій, которые совпадают с точностью до постоянного множителя порядка единицы [4].

Допустимость сделанного приближения (6) для описания распределения полей мод  $X_n(x)$  полоскового ОМВ была подвергнута экспериментальной проверке. Для этого были рассчитаны интегралы перекрытия модельных функций  $X_n(x)$  для мод с разными индексами при различной величине смещения  $\Delta x$  оси одного волновода относительно другого и проведено сравнение полученных результатов с экспериментально измеренными значениями эффективности возбуждения различ-

ных мод исходного планарного ОМВ при его стыковке с таким же волноводом. Экспериментально измерялись относительные интенсивности возбуждаемых мод ОМВ по отношению к полной мощности, вводимой в волновод, по методике, описанной в работах [4, 9]. Относительная погрешность измерений не превышала 10%. На рис. 3а приведены распределения зависимости интеграла перекрытия  $\eta_x$  полей  $X_n(x)$  от величины относительного смещения  $\Delta x/\lambda$  осей стыкуемых волноводов для первых трех мод с индексами  $n$ , полученные расчетным путем.

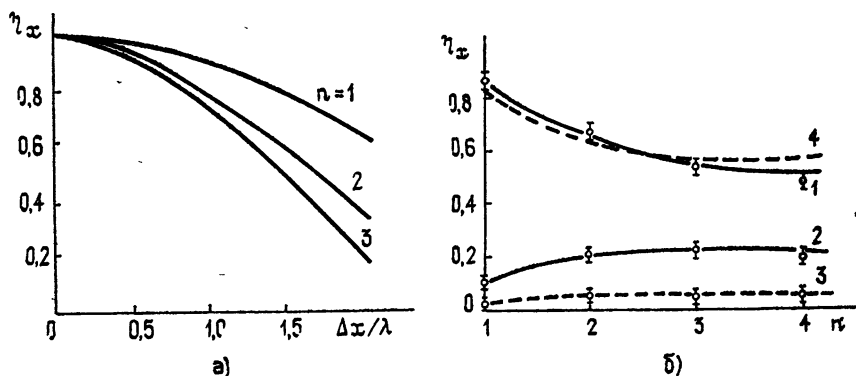


Рис. 3.

Видно, что в полосковом ОМВ мода с индексом  $n=1$  менее всего чувствительна к рассогласованию полей возбуждающей и возбуждаемой мод по сравнению с модами высшего порядка. На рис. 3б показаны экспериментальные данные, полученные на длине волны излучения  $\lambda=0,6328$  мкм для эффективности возбуждения  $\eta_x$  заданной моды индекса  $n$  в возбуждаемом ОМВ (кривая 1), суммарной эффективности преобразования возбуждающей моды индекса  $n$  в другие моды возбуждаемого ОМВ (кривая 2) при наличии небольшого смещения осей стыкуемых волноводов  $\Delta x$  в зависимости от номера возбуждающей моды. Кривая 3 дает величину фоновой засветки для различных мод, возникающей в возбуждаемом волноводе из-за рассеяния излучения на неровностях его границ. Здесь же приведены расчетные данные для величин  $\eta_x$ , полученные с помощью выражения (6), в зависимости от номера возбуждающей моды  $n$  для  $\Delta x/\lambda=1,5$  (кривая 4). Видно, что для низших мод с индексами  $n=1, 2, 3$ , расположенных вдали от точки отсечки, приближение (6) дает хорошее согласие с экспериментальными данными и может быть использовано для вычисления интегралов перекрытия  $\eta_x$  возбуждающего поля ВС и полей возбуждаемых мод многомодового полоскового ОМВ. Имеющиеся различия для высшей моды, расположенной вблизи точки отсечки (см. рис. 2), связаны, по-видимому, с экспоненциальным характером «хвоста» профиля показателя преломления  $n_1(x)$  исходного градиентного волновода, а также асимметрией распределений полей сочленяемых волноводов. Однако следует отметить, что для низших мод асимметрия распределений полей стыкуемых волноводных структур практически не сказывается на эффективности их возбуждения [20].

Используя выражения (4)–(7) для описания распределения амплитуд полей возбуждающей и возбуждаемых волн, были рассчитаны интегралы перекрытия полей  $\eta_x, \eta_y$ , определяющие эффективность возбуждения различных мод полоскового ОМВ заданным полем  $E_0(r)$ . На рис. 4, 5 приведены типичные расчетные зависимости величин  $\eta_x, \eta_y$  от относительной ширины  $w_0/w_1$  и смещения  $\Delta x/w_0, \Delta y/w_0$  возбуж-

дающего поля для различных мод многомодового полоскового ОМВ с профилем показателя преломления  $n_1(x)$ , представленным на рис. 2. В таком ОМВ на длине волны  $\lambda=0,6328$  мкм могло распространяться восемь мод с индексами  $n=1, 2, 3, 4$  и  $m=1, 2$ . На рис. 4 зависимость величины  $\eta_x$  от  $\omega_0/\omega_1$  рассчитана для  $m=1$  и  $\Delta x/\omega_0=1, 2$  (рис. 4а) и

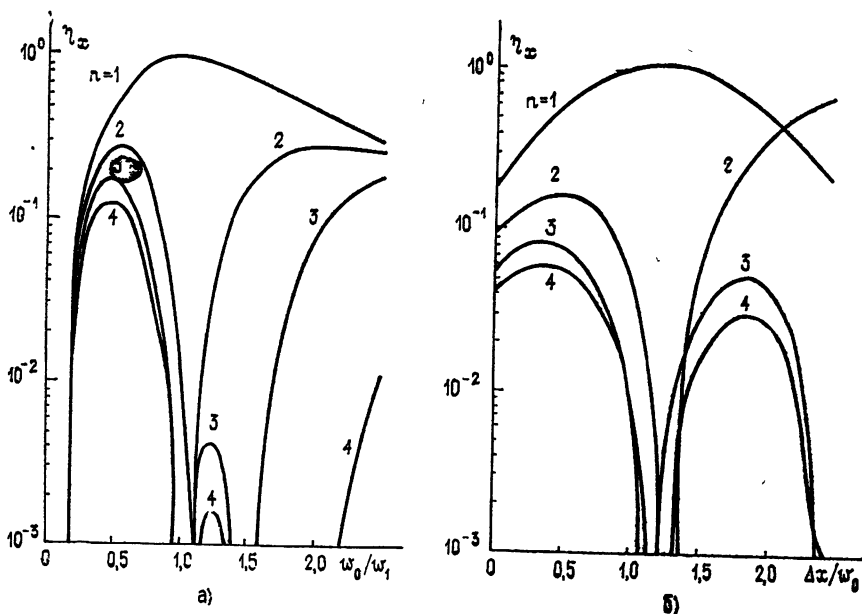


Рис. 4.

от  $\Delta x/\omega_0$  для  $m=1$ ,  $\omega_0/\omega_1=1$  (рис. 4б), где  $\omega_1$  — полуширина основной моды полоскового ОМВ по координате  $x$ . Величина  $\eta_x$  достигает максимального значения  $\eta_x^{\max} = 0,976$  для основной моды  $E_{11}$  при  $\omega_0/\omega_1 = 1$  и  $\Delta x/\omega_0 = 1,15$ . На рис. 5

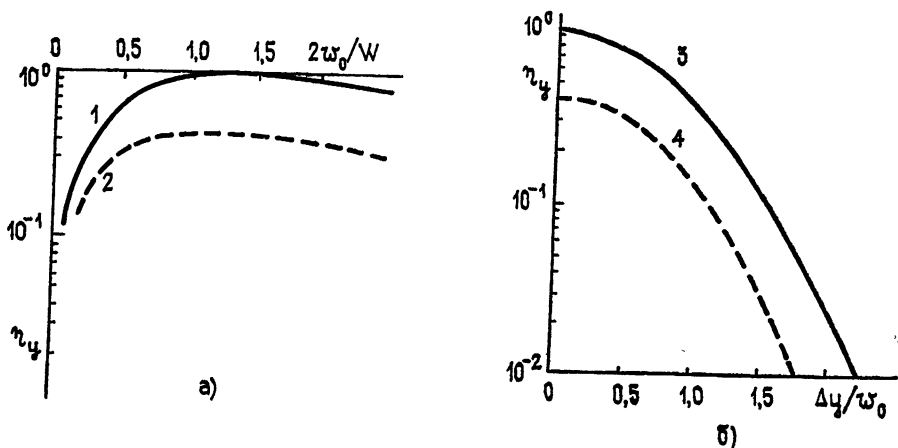


Рис. 5.

зависимости интеграла перекрытия  $\eta_y$  от величины  $2\omega_0/W$  приведены при  $\Delta y/\omega_0=0$  (кривые 1, 2) и от величины  $\Delta y/\omega_0$  при  $2\omega_0/W=1, 3$  (кривые 3, 4) для низших мод полоскового ОМВ:  $E_{11}$  (кривые 1, 3),  $E_{12}$  (кривые 2, 4). Для основной моды  $E_{11}$  максимальное

значение величины  $\eta_y^{\max} = 0,998$  достигается при  $2\omega_0/W = 1,3$  и  $\Delta y/\omega_0 = 0$ . Так как в качестве основной характеристики возбуждающего поля задана полуширина  $\omega_0$  основной моды ВС, то величины  $\eta_x, \eta_y$  не зависят непосредственно от параметров ВС. Зависимость интеграла перекрытия  $\eta_y$  от нормированного эффективного показателя преломления полоскового ОМВ  $b$  ( $b = [(n_{mn}^*)^2 - (n_{11n}^*)^2] / [(n_{1n}^*)^2 - (n_{11n}^*)^2]$ ) [1, 4] дана на рис. 6 для низших мод:  $E_{11}$  (кривые 1, 3, 4),  $E_{12}$  (кривая 2). Здесь кривые 1, 2 соответствуют величине  $2\omega_0/W = 1,3$ , кривая 3 —  $2\omega_0/W = 1$  и кривая 4 — величине  $2\omega_0/W = 1,6$ . Для мод ОМВ с одинаковым индексом  $m$  и различными индексами  $n$  значения  $\eta_y$  совпадают с точностью  $\sim 1\%$  практически для всего диапазона изменения величины  $b$ . Для определенности укажем, что на рис. 5 зависимость  $\eta_y$  для исследуемого полоскового волновода соответствует значению  $b = 0,695$  для основной моды  $E_{11}$  и  $b = 0,7944$  — для моды  $E_{12}$ . При этом положение максимума кривой  $\eta_y$  в зависимости от величины  $2\omega_0/W$  определяется взаимосвязью геометрической  $W$  и эффективной  $W^*$  ширины [4] полоскового ОМВ для каждой его моды, что проявляется в зависимости  $\eta_y$  от величины нормированного эффективного показателя преломления  $b$  волновода.

Из приведенных зависимостей видно, что эффективность возбуждения различных мод полоскового ОМВ сильно зависит от относительной ширины возбуждающего поля и его смещения относительно оси симметрии полоскового ОМВ. Возбуждение четных по индексу  $m$  мод полоскового ОМВ происходит только при смещении возбуждающего поля ВС относительно оси  $y$  волновода. Основная мода полоскового ОМВ наименее чувствительна к изменению параметров возбуждающего поля и его смещению, но более чувствительна к изменению параметров самого ОМВ. На эффективность возбуждения высших мод полоскового ОМВ по индексу  $m$ , как показано в [9], изменение параметров полоскового ОМВ практически не влияет.

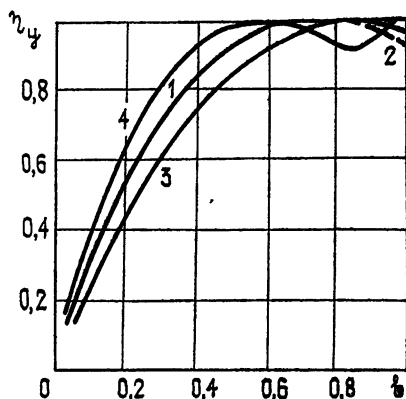


Рис. 6.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что при стыковке в торец многомодовых ВС и полосковых ОМВ в достаточно широком диапазоне изменения их параметров и степени разъюстировки друг относительно друга за счет оптимального выбора параметров сочленяемых волноводных структур можно обеспечить преимущественное возбуждение основной моды многомодового полоскового микроволновода с максимальной эффективностью свыше 96% при одновременном подавлении интенсивности ближайших мод по уровню не менее  $-20$  дБ по отношению к основной моде. Такая возможность эффективного возбуждения практически только основной моды многомодового полоскового микроволновода при его стыковке в торец с многомодовыми ВС представляет значительный интерес для разработки различных квазиодномодовых интегрально-оптических элементов и устройств на основе многомодовых ОМВ для многомодовых волоконно-оптических линий связи. При этом, как показывают оценочные расчеты, учет присутствия в возбуждаемом ВС высших мод, которые переносят существенно меньшую долю передаваемой по ВС оптической мощности по



сравнению с основной модой, не приводит к значительному искажению полученных результатов.

При более строгом рассмотрении задачи стыковки волноводных структур необходимо учитывать дифракцию поверхностных волн на открытом конце полоскового ОМВ [21, 22]. Детальное исследование этого вопроса показывает, что при реально допустимых параметрах волноводов и зазорах между торцами стыкуемых волноводных структур ( $\Delta z/\lambda \leq 10$ ) для случая квазиедномодового возбуждения полоскового ОМВ влиянием дифракции основной и ближайших низших мод можно пренебречь [22].

В заключение авторы выражают свою признательность и благодарность А. П. Остроуменко за полезное обсуждение результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов В. Л., Шмалько А. В. — Зарубежная радиоэлектроника, 1981, № 11, с. 73.
2. Остроуменко А. П., Шмалько А. В. — ЖТФ, 1981, 51, № 10, с. 2191
3. Остроуменко А. П., Прудкий В. П., Шмалько А. В. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 10, с. 1869.
4. Унгёр Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. — М.: Мир, 1980 — 656 С.
5. Hsu H. P., Milton A. F. — IEEE, J. Quant. Electron, 1977, 13, № 4, p. 224.
6. Burns W. K., Hosker G. B. — Appl. Opt., 1977, 16, № 8, p. 2048.
7. Золотов Е. М., Казанский П. Г., Прохоров А. М. — Квантовая электроника, 1982, 9, № 1, с. 165.
8. Божевольный С. И., Бурицкий К. С., Золотов Е. М., Прохоров А. М., Черных В. А. — Квантовая электроника, 1981, 8, № 11, с. 2486.
9. Остроуменко А. П., Шмалько А. В. — ЖТФ, 1982, 52, № 12, с. 2394.
10. Коваленко Г. П., Остроуменко А. П., Шмалько А. В. — Деп. в ВИНТИ 6.07.81 г., № 3293-81.
11. Аксенов Е. Т., Липовский А. А., Павленко А. В. — ЖТФ, 1981, 51, № 16, с. 222.
12. Kondo S., Sugii K., Miyazawa S., Uehara S. — J. Cryst. Growth, 1979, 46, № 4, p. 314.
13. Маркузе Д. Оптические волноводы. — М.: Мир, 1974.—576 С.
14. Когельник Г. В. В кн.: Фотоника /Под ред. М. Балкански, П. Лалетана — М.: Мир, 1978, с. 264.
15. Григорьянц В. В., Гуляев Ю. В., Жаботинский М. Е. и др. В кн.: Проблемы современной радиотехники и электроники. — М.: Наука, 1980, с. 192.
16. Бурштейн Э. Л. — Радиотехника и электроника, 1958, 3, № 2, с. 186.
17. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1968.—720 С.
18. Колосовский Е. А., Петров Д. В., Царев А. В. — Квантовая электроника, 1979, 6, № 9, с. 1896.
19. Содха М. С., Гхатак А. К. Неоднородные оптические волноводы. — М.: Связь, 1980. — 216 С.
20. Дедушенко К. Б., Семенов А. С., Смирнов В. Л., Шмалько А. В. — Квантовая электроника, 1983, 10, № 9, с. 1733.
21. Остроуменко А. П., Шмалько А. В. — ЖТФ, 1983, 53, № 3, с. 587
22. Семченко О. Н., Шмалько А. В. В кн.: Электродинамика и радиофизическое приборостроение — Днепропетровск: ДГУ, 1983, с. 81.

Днепропетровский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
3 мая 1983 г.,  
после доработки  
27 сентября 1983 г

#### INVESTIGATION OF EXCITATION AND CONNECTION OF MULTIMODE STRIP OPTICAL MICROWAVEGUIDES

*O. N. Semchenko, A. V. Shmal'ko*

The problem of excitation of multimode strip optical microwaveguide (OMW) is considered when they are connected with each other and with the fiber lightguides (FL). The effect of various parameters of multimode OMW and FL on the efficiency of exciting of the waveguide structures is studied. It is shown that by the appropriate choice of the FL and OMW parameters the advantageous exciting of the main mode of multimode planar OMW with the efficiency more than 96 % may be provided.