

Одномодовый волоконный ответвитель с 3-децибельным разделением излучения одновременно на длинах волн 0.83 и 1.3 мкм

В.М.Геликонов, Г.В.Геликонов

Рассмотрена задача создания двухволнового 3-децибельного ответвителя на одномодовом оптическом волокне. Предложен способ настройки параметров ответвителя для одновременного использования излучения на длинах волн 0.83 и 1.3 мкм в одном волоконном интерферометре. Экспериментально исследованы зависимости коэффициента ответвления от длины волны при разных углах разворота волокон в ответвителе. Приведены результаты экспериментов и численных расчетов.

Ключевые слова: оптический двухволновый ответвитель, одномодовое волокно, волоконный интерферометр.

1. Введение

Разработка одномодового волоконно-оптического направленного ответвителя (2×2) с 3-децибельным разделением оптических мощностей одновременно на двух длинах волн (0.83 и 1.3 мкм) представляет интерес для некоторых задач волоконной прикладной оптики [1–4]. Спектральные свойства симметричного 3-децибельного полированного ответвителя позволяют осуществить разделение оптических мощностей одновременно на нескольких определенных длинах волн, однако произвольный выбор двух длин волн невозможен. Обычно в симметричных волоконно-оптических ответвителях зависимость коэффициента ответвления от длины волны используется для мультиплексирования – демultipлексирования излучений с различными длинами волн. При определенных, сильно различающихся длинах волн (0.64 и 1.3 мкм) можно реализовать практически полную перекачку мощности на большей длине волны и достаточно слабую – на меньшей [5]. При близких длинах волн (в диапазоне 1.3–1.65 мкм) для их разделения можно использовать однократную перекачку на меньшей длине волны и двукратную – на большей [6]. В этой работе было показано, что демultipлексирование с малым взаимным проникновением возможно лишь при условии равенства однократной и двукратной длин связи мод двух волокон на соответствующих длинах волн.

Двухволновое разделение оптических мощностей в определенных одинаковых пропорциях было осуществлено в планарных ответвителях в работах [7–9] для более близких волн (1.3 и 1.55 мкм) за счет повышения широкополосности ответвителя. Выравнивание зависимостей коэффициентов ответвления от длин волн в этих работах достигалось путем создания асимметричных планарных волноводных структур.

В.М.Геликонов, Г.В.Геликонов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: grig@ufp.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 25 марта 2004 г., после доработки – 5 июля 2004 г.

Спектральными свойствами сплавных конических одномодовых ответвителей X-типа можно управлять в достаточно широких пределах, изменяя геометрию сплавной области (области соединения). Так, в работе [10] исследовалась, в частности, возможность получения чрезвычайно высокой спектральной селективности (разделение по каналам с селективностью $\Delta\lambda \leq 0.6$ нм) за счет подбора коэффициента связи и необходимой длины участка, на котором осуществляется оптическая связь. Один из подходов к созданию широкополосных сплавных ответвителей изложен в работе [11]. Широкополосность, достигаемая при формировании структуры поперечного сечения сплавной области, имела наибольшее значение при сечении в виде «гантели» с аспектным отношением 1.8.

При решении ряда прикладных волоконно-оптических задач, в которых предъявляются высокие требования к степени развязки поляризационных мод, лучшие результаты могут быть получены с использованием полированных ответвителей. Как известно из литературы, в одномодовых полированных волоконных ответвителях управление спектральными свойствами возможно при нарушении симметрии в области перекачки волн. В отличие от планарных, в полированных ответвителях асимметрия структуры обычно используется для сужения спектральной области взаимодействия. Так, в работе [12] асимметричные полированные одномодовые ответвители применялись для создания узкополосных мультиплексоров (демultipлексоров).

Необходимая асимметрия была достигнута при использовании волокон с разными диаметрами и показателями преломления сердцевины, а также вследствие неравенства остаточных слоев кварцевых оболочек волокон. При таком типе асимметрии, однако, невозможно уравнивать коэффициенты ответвления одновременно на двух достаточно далеко отстоящих друг от друга длинах волн, т. к. равенство фазовых скоростей в обоих волокнах достигается лишь на определенной длине волны.

В доступной нам литературе при большом разнообразии использованных средств не рассмотрена, однако, возможность введения для управления спектральными свойствами ответвителей дополнительной степени

свободы – угловой расстройки оптически связанных волокон. В настоящей работе предлагается новый метод уравнивания коэффициентов ответвления одновременно на двух достаточно далеко отстоящих длинах волн в симметричном волоконном ответвителе – за счет введения угловой расстройки между световедущими сердцевинами.

2. Влияние угловой настройки

Использование двух источников излучения с $\lambda = 0.83$ и 1.3 мкм в одном волоконном интерферометре необходимо, как отмечено выше, в некоторых прикладных задачах. В волокнах, которые используются для создания датчиков, при довольно малом диаметре сердцевины и большой разности показателей преломления сердцевины и оболочки излучение с простейшей структурой может распространяться на обеих длинах волн (разумеется, при малом уровне их собственных потерь в волокне). Однако в конкретном интерферометре потери света на большей длине волны при изгибах волокна в данном случае могут быть уже достаточно большими и практически неустрашимыми. В связи с этим для получения максимального отношения сигнал/шум в интерферометрическом сигнале необходимо оптимизировать все параметры интерферометра. В частности, желательным является 3-децибелный уровень ответвления оптической мощности одновременно на обеих длинах волн. В произвольном ответвителе последнее, как правило, не выполняется.

На рис.1 представлены зависимости коэффициента перекачки в соседнее волокно $K_{14} = P_{14}/(P_{12} + P_{14})$ от расстояния между центрами световодов h_0 для ответвителя на экспериментальном волокне П-63 (производство компании «Файбертек», Арзамас, Россия) с диаметром световедущей сердцевины $2a = 3.77$ мкм и скачком показателя преломления $\Delta n = 0.008$ (длина волны отсечки 0.75 мкм) при радиусе кривизны канавок 30 см, рассчитанные по формулам работы [12]. В этом волокне осуществляется однодифракционное распространение излучения на обеих длинах волн с относительно небольшими дополнительными потерями на волне 1.3 мкм при изгибах волокна. Здесь P_{12} – оптическая мощность, прошедшая через ответвитель по исходному волокну, а P_{14} – мощность, перекачанная в соседнее волокно. Толщина промежуточ-

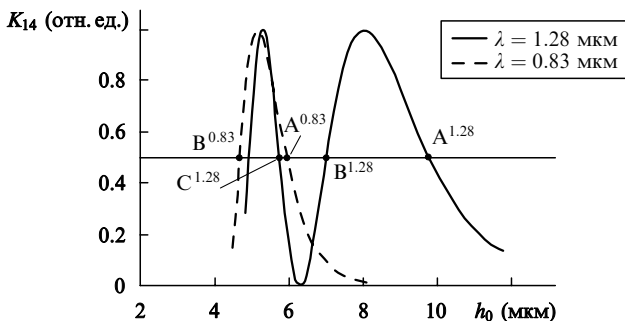


Рис.1. Зависимости коэффициента перекачки K_{14} от расстояния между центрами световодов h_0 при толщине иммерсионного слоя 0.1 мкм. Точками $A^{1.28}$, $B^{1.28}$ и $C^{1.28}$ отмечены расстояния h_0 между центрами волокон ($z = 0$), при которых осуществляется половинная перекачка оптической мощности между волокнами на $\lambda = 1.28$ мкм, и точками $A^{0.83}$ и $B^{0.83}$ – то же на $\lambda = 0.83$ мкм ($h_0 = d_1 + d_2 + 2a = h_1 + h_2$). В точках А, В и С параметр c_0L равен соответственно $\pi/4$, $3\pi/4$, $5\pi/4$, где c_0 – коэффициент связи, L – длина, на которой осуществляется связь. Угол α и боковое смещение равны нулю.

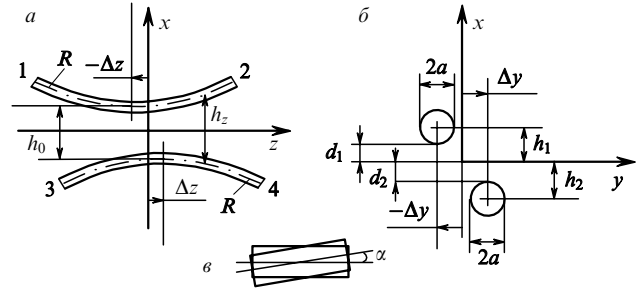


Рис.2. Схема ответвителя – вид сбоку (а), в перпендикулярном сечении (при $z = 0$) в середине области связи мод (б), а также вид двух частей ответвителя, ориентированных под углом α друг к другу (в); цифрами 1–4 обозначены входы и выходы ответвителя.

ного иммерсионного слоя с показателем преломления $n = 1.445$ равнялась 0.1 мкм.

Как следует из рис.1, уровень ответвления оптической мощности, равный 3 дБ, не достигается одновременно на обеих длинах волн ни при каких расстояниях между центрами световодов. Для упрощения изложения воспользуемся закономерностями распределения мощности излучения, исходно введенного в одно из волокон, на выходах ответвителя для двух одинаковых слабосвязанных волноводов без иммерсионного слоя между двумя равными частями (половинками) ответвителя [13]:

$$P_{12} = P_0 \cos^2(c_0L), \quad P_{14} = P_0 \sin^2(c_0L), \quad (1)$$

где

$$c_0L_{\text{eff}} = \int_{-\infty}^{+\infty} c(z)dz; \quad (2)$$

P_0 – мощность, исходно поступившая на вход ответвителя 1; $c(z)$ – локальный коэффициент связи для двух связанных мод при удалении от центральной области перекачки в продольном направлении на величину z (см. рис.2); L_{eff} – эффективная длина взаимодействия оптических мод ответвителя; c_0 – коэффициент связи в центре области взаимодействия при $z = 0$.

Рассмотрим влияние дополнительных степеней свободы. В симметричном ответвителе, состоящем из двух одинаковых частей, величина локальной связи оптических мод волокон согласно [12] зависит от начального расстояния h_0 между центрами сердцевины и от координаты z (т.е. $h_i = d_i + a_i + z^2/2R$, где R – радиус кривизны канавки, в которую уложено волокно). Введем в эту зависимость продольное смещение каждой из частей ответвителя вдоль продольной оси Δz и боковое смещение канавок Δy , как это сделано в работе [13], а также угол между канавками α ;

$$h_1(z) = \left\{ \left[d_1 + a + \frac{(z + \Delta z)^2}{2R} \right]^2 + \left(\Delta y + z \tan \frac{\alpha}{2} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

$$h_2(z) = \left\{ \left[d_2 + a + \frac{(z - \Delta z)^2}{2R} \right]^2 + \left(-\Delta y - z \tan \frac{\alpha}{2} \right)^2 \right\}^{1/2}.$$

Параметры $d_{1,2}$, Δz , Δy и α определяют величину оптической связи между волокнами. Из выражения (3) видно, что наличие только продольного смещения Δz эквивалентно увеличению толщины суммарного остаточного слоя $d = d_1 + d_2$. Влияние бокового смещения Δy на величину связи рассчитывалось и экспериментально исследовалось.

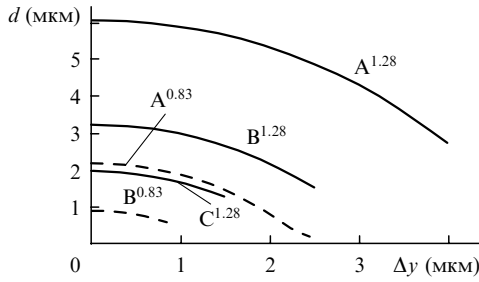


Рис.3. Зависимости расстояния между сердцевинами по вертикали d при половинном делении от бокового смещения между волокнами Δy для $\lambda = 0.83$ мкм при однократной и двукратной перекачках (штриховая кривая) и для $\lambda = 1.28$ мкм при однократной, двукратной и трехкратной перекачках (сплошные кривые). Толщина иммерсионного слоя составляет 0.1 мкм, угол $\alpha = 0$.

довалось в [13]. Как следует из этой работы, продольное смещение $2\Delta z$ между областями максимальной перекачки и боковое смещение $2\Delta y$ эквивалентны увеличению толщины остаточного слоя d . Чувствительность к смещению от оптимальной настройки при $\alpha = 0$ в h_0/R раз меньше в направлении z , чем в направлении y .

В работе [13] также показано, что минимальное расстояние h_0 определяет коэффициент связи между волокнами c_0 , в то время как кривизна изгиба волокон в канавках контролирует эффективную длину взаимодействия мод L_{eff} . Очевидно, что параллельные сдвиги частей ответвителя вдоль z и y могут привести лишь к параллельному сдвигу вдоль оси абсцисс зависимостей, приведенных на рис.1, но не способны сблизить точки половинного деления для волн с $\lambda = 0.83$ и 1.28 мкм. Для проверки этого утверждения по формулам работы [12] был проведен расчет зависимостей значения d в точках половинного деления $A^{1.28}$, $B^{1.28}$, $C^{1.28}$, $A^{0.83}$, $B^{0.83}$, представленных на рис.3, от бокового смещения Δy между волокнами.

Как следует из рис.3, параллельные сдвиги вдоль оси y (а также z) не приводят к желаемому результату. Таким образом, за счет бокового смещения не удастся настроить ответвитель на 3-децибельный режим ответвления одновременно на $\lambda = 0.83$ и 1.28 мкм.

Существенно иным является характер углового расогласования α . Наличие угла α эквивалентно уменьшению радиуса кривизны R . В этом случае при $\Delta z = 0$ и $\Delta y = 0$ для h выполняется следующее соотношение:

$$h \approx \left(d^2 + \frac{d + R \tan(\alpha/2)}{R} z^2 \right)^{1/2} = \left(d^2 + \frac{d}{R_{\text{eff}}} z^2 \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Здесь $R_{\text{eff}} = R[d/(d + R \tan^2 \alpha/2)]$. Уменьшение эффективного радиуса кривизны изгиба волокна вдвое имеет место при угле $\alpha_{0.5} = 2 \arctan[(d/R)^{1/2}]$. Так, если $d = 5.5$ мкм и $R = 0.3$ м, имеем $R_{\text{eff}} = R/2$ при $\alpha_{0.5} = 0.5^\circ$.

В приближении параболической аппроксимации $z^2 \ll h_0 R$ эффективная длина взаимодействия согласно [13] определяется как

$$L_{\text{eff}} = \left(\frac{\pi R_{\text{eff}} a}{v} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где a – радиус волокна; v – поперечный параметр моды вне сердцевины волокна, определяющий зависимость L_{eff} от длины волны. Видно, что отношение эффективных длин взаимодействия для двух длин волн в данной моде не зависит от угла между сердцевинами.

Введение угла α влияет также и на локальный коэффициент связи $c = c(z)$. Согласно [13] без учета иммерсионного слоя между частями ответвителя и в предположении $\Delta n/n = (n_1 - n_2)/n_1 \ll 1$ выражение для c определяется через модифицированные функции Ганкеля:

$$c = \frac{\lambda}{2\pi n_1} \frac{u^2}{a^2 V^2} \frac{K_0(vh/a)}{K_1^2(v)}. \quad (6)$$

С ростом угла уменьшается эффективный радиус кривизны волокна R_{eff} и соответственно локальный коэффициент связи $c(z)$. При этом условие $c_0 L = \pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4$ будет осуществляться при меньших расстояниях между световедущими сердцевинами – h_0 . Ввиду того что производная dc/dh растет с уменьшением h , влияние угла α на интегральный коэффициент связи c последовательно возрастает при переходе от точек А к точкам В и С. Для волокна П-63 поперечный параметр моды вне сердцевины v на длинах волн 0.83 и 1.28 мкм равен соответственно 0.617 и 1.16. При этом аргумент vh/a функции K_0 в формуле (6) для точек $A^{0.83}$ и $B^{1.28}$ (см. рис.1) равен соответственно 1.35 и 1.08. Очевидно, что с ростом угла α точка половинного деления $B^{1.28}$ будет смещаться в сторону меньших h на большую по сравнению с точкой $A^{0.83}$ величину, поскольку соответствующее значение функции K_0 на волне 1.28 мкм имеет меньший аргумент. Такая зависимость от угла сохраняется при реальных значениях L_{eff} , а также при не равных нулю Δz и Δy .

На рис.4 представлены зависимости d от угла α (при $z = 0$) для ответвителя из волокна П-63 на $\lambda = 0.83$ мкм в точках А, В и на $\lambda = 1.28$ мкм в точках А, В, С. Каждому значению d на этих кривых соответствует равное разделение оптических мощностей в светоделителе (на соответствующих длинах волн). Зависимости рассчитывались по формулам работы [12] при наличии иммерсионного слоя между волокнами и при условии полного внутреннего отражения на границе между стеклом и иммерсионным слоем.

Как следует из рис.4, при угле $\alpha = 0.9^\circ$ кривые $A^{0.83}$ и $B^{1.28}$ пересекаются (при $d = 1.05$ мкм). Наличие такого пересечения означает возможность осуществления половинного (3-децибельного) ответвления оптической мощности между волокнами одновременно при $\lambda = 0.83$ и 1.28 мкм.

На рис.5 приведены спектральные зависимости коэффициента перекачки оптической мощности K_{14} в сосед-

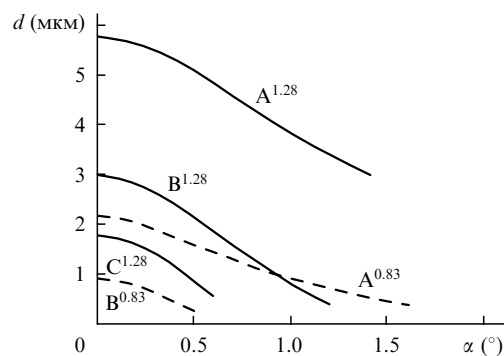


Рис.4. Зависимости расстояния между сердцевинами по вертикали d при половинном делении от угла α для $\lambda = 0.83$ мкм при однократной и двукратной перекачках (штриховые кривые) и для $\lambda = 1.28$ мкм при однократной, двукратной и трехкратной перекачках (сплошные кривые). Толщина иммерсионного слоя равна 0.1 мкм.

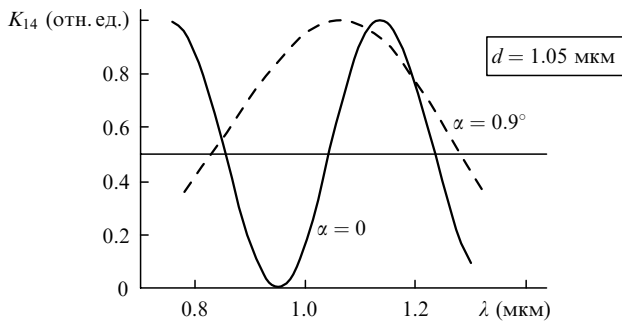


Рис.5. Спектральные зависимости коэффициента перекачки оптической мощности K_{14} в соседнюю моду при разных α .

нюю моду при $d = 1.05$ мкм и $\alpha = 0.9^\circ$ (т. е. при найденных условиях одновременного 3-децибелного ответвления на $\lambda = 0.83$ и 1.28 мкм), а также при $\alpha = 0$ и таком же зазоре. Из сравнения зависимостей следует, что кривая, полученная при $\alpha = 0.9^\circ$, соответствует более широкополосному ответвителю при условии точного 3-децибелного уровня ответвления на волнах 0.83 и 1.28 мкм.

3. Экспериментальные результаты

Рассмотрим результаты экспериментального исследования спектральных характеристик 3-децибелного двухволнового ответвителя, части которого были изготовлены из волокна П-63 со слегка различающимися диаметрами сердцевин (3.77 и 3.6 мкм). Для сохранения условия полного внутреннего отражения части ответвителя были наложены друг на друга через иммерсионную жидкость с показателем преломления меньшим, чем у кварца. С помощью прецизионных механических регулировок можно было осуществлять совмещение сердцевин параллельно друг другу либо под определенным углом. На вход 1 исследуемого волоконного ответвителя подавалось излучение от лампы накаливания, прошедшее через зеркальный монохроматор ЗМР-3. Длина волны излучения перестраивалась в диапазоне $0.7 - 1.4$ мкм. Измерялись мощности P_{12} и P_{14} на выходах 2 и 4 (см. рис.2).

На рис.6 представлены экспериментальные зависимости $K_{14} = P_{14}/(P_{12} + P_{14})$ от длины волны для трех заданных углов α . Эти кривые получены при настройке на 3-децибелный уровень ответвления на $\lambda = 0.83$ мкм. Здесь же штриховой кривой изображена расчетная зависимость K_{14} от длины волны при $\alpha = 0.9^\circ$ и учете неоднородности волноводных параметров волокон частей ответвителя. Как следует из рис.6, при $\alpha = 0$ относительная величина перекачанной мощности K_{14} в расчете и эксперименте не достигает своих предельных значений (т. е. нуля

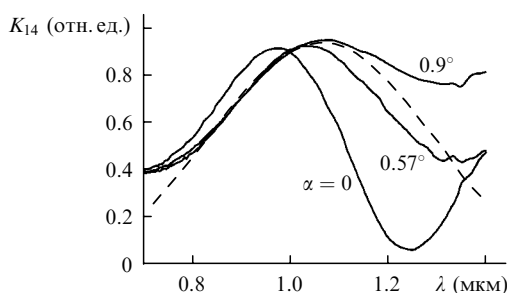


Рис.6. Спектральные экспериментальные зависимости K_{14} при разных α . Штриховая кривая – расчет для $\alpha = 0.9^\circ$.

и единицы). Это объясняется неодинаковостью оптических параметров мод в волокнах, а именно различием диаметров сердцевин [14, 15].

При длинах волн, меньших длины волны отсечки (0.75 мкм), наблюдаются отклонения экспериментальных кривых от расчетной, что может быть объяснено влиянием мод высших порядков. Как следует из приведенных экспериментальных данных, введение угловой расстройки между волокнами повышает широкополосность ответвителя и позволяет реализовать 3-децибелное ответвление на двух выбранных длинах волн. Однако в эксперименте наблюдается большее, чем предсказано расчетом, влияние угловой расстройки. В ответвителе по причине неплоскостности поверхностей его составных частей имело место небольшое увеличение толщины иммерсионного слоя при удалении от центра. Мы полагаем, что обнаруженный эффект можно объяснить влиянием неоднородности толщины иммерсионного слоя, которое может привести к уменьшению R_{eff} .

4. Заключение

В работе показано, что введение углового рассогласования между волокнами в дополнение к другим степеням свободы позволяет значительно расширить возможности оптической настройки симметричного одномодового полированного ответвителя и более гибко управлять его спектральными характеристиками. В частности, это повысило широкополосность ответвителя и позволило одновременно получить 3-децибелное ответвление на $\lambda = 0.83$ и 1.28 мкм. Материалы, использованные в данной работе, были опубликованы в [16].

Авторы приносят благодарность Д.В.Шабанову за подготовку аппаратуры для спектральных измерений.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты № 99-02-16265 и 00-15-96732).

1. Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., et al., in *Dig. Conf. Laser and Electro-Optics* (Washington, DC, Baltimore: Optical Society of America, 1997, v. 11, p. 210).
2. Roper S.N., Moores M.D., Gelikonov G.V., et al. *J. Neurosci. Methods*, **80**, 91 (1998).
3. Feldchtein F.I., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Iksanov R.R., Kuranov R.V., Sergeev A.M., Gladkova N.D., Ourutina M.N., Warren J.A. Jr., Reitze D.H. *Opt. Express*, **3**, 239 (1998).
4. Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Dolin L.S., Kamensky V.A., Sergeev A.M., Shakhova N.M., Gladkova N.D., Zagaynova E.V. *Laser Phys.*, **13**, 692 (2003).
5. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Шабанов Д.В. *Оптический журнал*, **67**, 81 (2000).
6. Januar I., Mickelson A.R. *Opt. Lett.*, **18**, 417 (1993).
7. Takagi A., Jinguji K., Kawachi M. *Electron. Lett.*, **26**, 132 (1990).
8. Takagi A., Jinguji K., Kawachi M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 848 (1992).
9. Takagi A., Jinguji K., Kawachi M. *J. Lightwave Technol.*, **10**, 735 (1992).
10. Bulushev A.G., Gurov Y.V., Dianov E.M., Okhonikov O.G., Prokhorov A.M., Shurukhin B.P. *Opt. Lett.*, **13**, 230 (1988).
11. Xue-Heng Z. *Electron. Lett.*, **24**, 1018 (1988).
12. Zengerle R., Leminger O. *Opt. Quantum Electron.*, **18**, 365 (1986).
13. Digonnet M.J.F., Show H.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 746 (1982).
14. Унгер Х.Г. *Планарные и волоконные оптические волноводы* (М.: Мир, 1980, с. 231).
15. Снайдер А., Лав Д. *Теория оптических волноводов* (М.: Радио и связь, 1987, с. 458).
16. Геликонов В.М., Геликонов Г.В. *Препринт ИПФ РАН № 586* (Нижний Новгород, 2001, с. 1).