

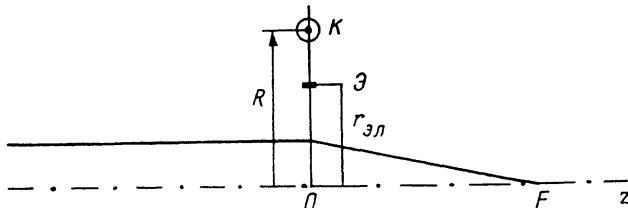
На основании анализа поведения зависимостей (10) можно предложить более простые формулы, позволяющие с высокой точностью (относительно (8)) определить фокусное расстояние ПОЛ, например

$$F^* = \frac{b^2}{1 - b^2(1 - b^2)}, \quad (11)$$

которая в диапазоне изменения $0.1 \leq b \leq 0.5$ дает погрешность менее 1 %, а в диапазоне $0.5 < b \leq 0.7$ максимальную погрешность при $b \approx 0.6$ менее 2.5 %; или

$$F^* = \frac{b^2}{1 - b^2}, \quad (12)$$

дающую несколько худшие результаты: для $0.1 \leq b \leq 0.4$ погрешность не превышает 1 %, с ростом b она увеличивается, при $b=0.5$ составляет ~ 3 % и при $b=0.7$ достигает 20 %.



Видно, что геометрический фактор в общем случае отличен от единицы и имеет величину, близкую к ней, лишь для отдельных специальных геометрий ПОЛ. Так, для линз габоровского типа должны выполняться соотношения либо $L=2R$, либо $l=2r_{эл}^2/R$, а для бронированных — $r_{эл}=0.8R$ — ситуация, близкая к предельной по конструктивным соображениям.

Если считать траекторию приосевой частицы в области линзы обрезанной косинусоидой, то для «толстой» ПОЛ можно получить расстояние от центра линзы до точки фокуса в виде

$$F_{II} = R \left(1 + \sqrt{c} \operatorname{ctg} 2 \sqrt{\frac{1}{c}} \right), \quad (13)$$

где $c=F'U/\Phi$, а в качестве F' можно выбрать какое-либо из приведенных выше выражений.

Расчеты на ЭВМ фокусировки плазмооптическими линзами квазинейтральных ионных пучков (КИП) показали, что формулы (8), (13) как для «тонких», так и для «толстых» линз дают несколько заниженные (на 5...7 %) значения фокусных расстояний.

Список литературы

- [1] Морозов А. И., Лебедев С. В. // Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1974. Вып. 8. С. 247—381.
- [2] Booth R., Lefevre H. W. // Nucl. Instr. Meth. 1978. Vol. 151. N 1, 2. P. 143—147.
- [3] Mobley R. M., Gammel G., Maschke A. W. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1979. Vol. NS-26. N 3. P. 3112—3114.
- [4] Gabor D. // Nature. 1947. Vol. 160. N 4055. P. 89—90.
- [5] Габович М. Д., Гасанов И. С., Проценко И. М. Препринт ИФ АН УССР. № 82/8. Киев, 1982.

Поступило в Редакцию
10 ноября 1988 г.

ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЙ ТРЕХКАНАЛЬНЫЙ УПРАВЛЯЕМЫЙ РАЗВЕТВИТЕЛЬ

С. И. Божевольный, П. С. Радько

Многоканальные делители оптического излучения являются необходимыми компонентами различного рода интегрально-оптических устройств [1-4]. Электрически управляемый многомодовый трехканальный разветвитель [2] практически невозможно эффективно согла-

совать с одномодовыми оптическими волокнами. Параметры пассивного одномодового многоканального разветвителя довольно сложно выдержать с требуемой для равного деления точностью [3]. Более перспективным представляется трехканальный управляемый разветвитель на связанных волноводах, разделяющий также излучение разной поляризации [4]. Однако при этом необходимо достаточно точно контролировать длину связи канальных волноводов. В настоящей работе предлагается использовать для этих целей управляемый трехканальный разветвитель интерференционного типа, эффективно работающий в широком диапазоне волноводных параметров.

Принцип работы предлагаемого разветвителя (рис. 1) основан на управлении напряжением на электродах разностью фаз первой и третьей по ширине моды активной области (входной и выходные волноводы являются одномодовыми), что приводит к перераспределению излучения в выходных каналах. Изменение разности фаз между первой и третьей модой приводит к реализации различных состояний устройства: а) наиболее эффективно возбуждается центральный выходной волновод ($P_1 \gg P_2$), б) разделение излучения на три канала ($P_1 = P_2$), в) наиболее эффективно возбуждаются крайние волноводы ($P_2 \gg P_1$). Для изменения состояния достаточно соответственно изменить величину напряжения, подаваемого на электроды. Конфигурация системы электродов выбрана для индуцирования фазовых сдвигов противоположного знака у интерферирующих мод (аналогично интерференционному коммутатору 2×2 оптических каналов [5]).

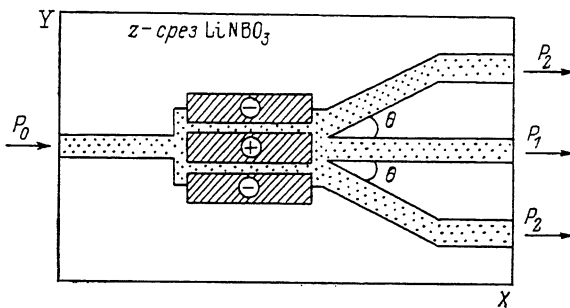


Рис. 1. Интегральнооптический управляемый трехканальный разветвитель интерференционного типа.

Детальный анализ работы устройства проводился для излучения на длине волны $\lambda = 1.32$ мкм, распространяющегося в Ti диффузных канальных волноводах на z-срезе LiNbO_3 . Были выбраны следующие параметры диффузии: толщина полосок титана 500 \AA , температура и время диффузии 1000°C и 5 ч. Распределение полей волноводных мод находилось с помощью метода эффективного показателя преломления [6] и с учетом двумерной диффузии титана для нахождения максимального приращения показателя преломления [1]. Распределение показателя преломления по глубине волновода (вдоль оси Z) предполагалось гауссовым [7], а по ширине (вдоль оси Y) — ступенчатым с шириной, равной ширине диффундируемой полоски титана. Вследствие симметрии системы волноводов излучение входного одномодового волновода возбуждает только симметричные моды активной области с эффективностью, определяемой интегралом перекрытия полей мод [1]. Мощность излучения в выходных волноводах рассчитывали из условия согласования полей волноводов в плоскости разветвления [3], пренебрегая связью между расходящимися канальными волноводами и потерями на изгибах волноводов. Индуцированное системой электродов изменение разности фаз первой и третьей мод активной области находилось на основе расчета двумерного интеграла перекрытия соответствующей компоненты поля электродов [8] и полей мод для определения модуляционной характеристики устройства (потенциалы крайних электродов предполагались одинаковыми).

Расчеты показали, что для эффективной работы устройства ширина W активной области должна быть как можно большей, а угол θ разветвления волноводов как можно меньшим, тогда как остальные параметры системы волноводов могут изменяться в достаточно широких пределах. Величины $W = 24$ мкм и $\theta = 0.01$ рад были определены соответственно из условия отсечки пятой моды и условия малости связи между выходными волноводами [3]. Рассчитанные зависимости мощности излучения в выходных каналах P_1 , P_2 и суммарной выходной мощности $T = P_1 + 2P_2$ (при уровне входной мощности $P_0 = 1$) от разности фаз φ между

модами активной области в плоскости разветвления приведены на рис. 2 для ширины входного волновода 8 мкм и выходного центрального (крайнего) волновода 6 мкм (9 мкм). Использование плавных S -разветвлений позволит уменьшить угол θ и улучшить характеристики устройства.

Управляющее напряжение V_0 устройства определялось как требуемое для изменения разности фаз φ интерферирующих мод на π радиан. Оказалось, что наиболее существенным параметром системы электродов является параметр $\delta = a + \Delta$, где a — ширина центрального электрода, Δ — величина зазора между электродами. При этом нетрудно обеспечить для TM -мод (необыкновенная поляризация) произведение напряжения V_0 на длину электродов, меньшее, чем 70 В·мм (рис. 3), что немалого превышает соответствующее значение для направленных ответвителей [1]. Аналогичные характеристики были получены при анализе устройств, работающих на других длинах волн излучения, и определено оптимальное значение параметра $\delta_0 \approx 0.6 W$.

Предложенное устройство позволяет производить разделение излучения на два канала с одновременным выделением желаемой поляризации, что представляет значительный ин-

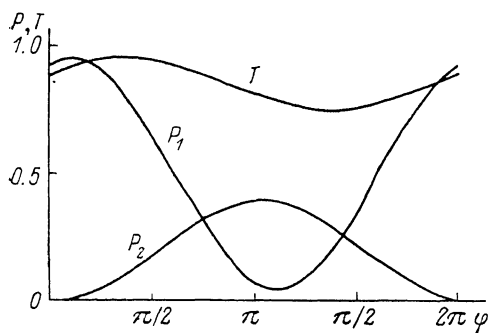


Рис. 2. Выходные мощности излучения P_1 и P_2 вместе с суммарной выходной мощностью T в зависимости от разности фаз φ интерферирующих мод в плоскости разветвления.

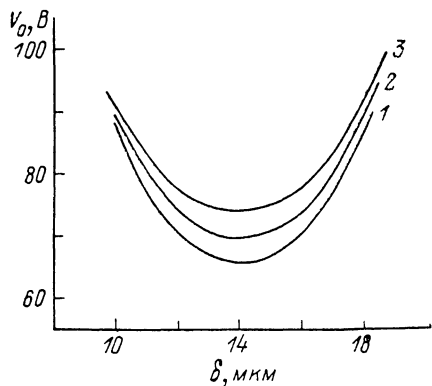


Рис. 3. Управляющее напряжение V_0 при длине электродов 1 мм в зависимости от величины параметра δ для величин зазора между электродами.

Δ , мкм: 1 — 1, 2 — 3.5, 3 — 5. Полная ширина системы электродов предполагалась постоянной и равной 34 мкм.

интерес с точки зрения создания оконечных устройств волоконно-оптических гироскопов [4]. Для этого необходимо, чтобы разность фаз φ интерферирующих мод в плоскости разветвления была близка к нулю для мод одной поляризации, а для другой поляризации соответственно $\varphi \approx \pi$ (рис. 2). При достаточно точном выборе длины активной области можно реализовать подобную ситуацию без использования управляющей системы электродов, также как и для связанных волноводов [4]. Преимущество предлагаемого устройства заключается в том, что разделения излучения с выделением одной поляризации можно добиться независимо от длины активной области изменением подаваемого напряжения. Необходимое для этого независимое управление разностями фаз интерферирующих TE - и TM -мод производится путем различного изменения потенциалов крайних электродов относительно центрального. В этом случае симметричную ψ_s и антисимметричную ψ_a части распределения потенциала поля электродов можно контролировать независимым образом [8]. Потенциал ψ_s порождает симметричное распределение z -компоненты напряженности электрического поля, которая приводит к изменению разности фаз φ_{TM} (TM -мод) в соответствии с интегралами перекрытия и величиной электрооптического коэффициента r_{33} , а также к изменению разности фаз φ_{TE} через r_{13} . Потенциал ψ_a порождает симметричное распределение y -компоненты поля электродов, которая приводит к изменению только φ_{TE} через r_{22} . Антисимметричные распределения напряженности электрического поля не вносят вклада в изменения разностей фаз вследствие равенства нулю интеграла перекрытия с симметричными полями первой и третьей мод. Таким образом, φ_{TE} и φ_{TM} можно изменить независимо друг от друга и реализовывать разделение излучения разной поляризации ($P_1^{TE} \gg P_2^{TE}$ и $P_1^{TM} \ll P_2^{TM}$ или наоборот) в широком диапазоне волноводных параметров и независимо от длины активной области.

Предложенное устройство можно также использовать для электрически управляемого частотного демультимплексирования аналогично интерференционному коммутатору [9] вследствие зависимости разности фаз интерферирующих мод от длины волны излучения. Одночастотные расчеты показывают в этом случае характеристики, аналогичные характеристикам устройства [9].

Таким образом, в настоящей работе предложен и проведен анализ трехканального управляемого разветвителя интерференционного типа, который позволяет разделять излучение разной поляризации и разной частоты. Показано, что управляющее напряжение меньше, чем 70 В/мм, может быть достигнуто на длине волны $\lambda = 1.32$ мкм для мод необыкновенной поляризации.

Список литературы

- [1] *Hutcheson L. D.* Integrated Optical Circuits and Components: Design and Applications. New York: Marcel Dekker, Inc., 1987. 400 p.
- [2] *Mitsunaga K., Murakami K., Masuda M., Koyama J.* // Appl. Optics. 1980. Vol. 19. N 22. P. 3837—3842.
- [3] *Belanger M., Yip G. L., Haruna M.* // Appl. Optics. 1983. Vol. 22. N 15. P. 2383—2389.
- [4] *Bogert G. A.* // Electron. Lett. 1987. Vol. 23. N 1. P. 37—38.
- [5] *Божевольный С. И., Бурицкий К. С., Золотов Е. М. и др.* Препринт ИОФ АН СССР. № 211. М., 1984. 20 с.
- [6] *Бурицкий К. С., Золотов Е. М., Прохоров А. М., Черных В. А.* // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 4. С. 805—811.
- [7] *Rivere L., Yi-Yan A., Carru H.* // J. Lightwave Technol. 1985. Vol. 3. N 2. P. 368—377.
- [8] *Сотский А. Б.* Препринт ИФ АН БССР. № 271. Минск, 1982. 50 с.
- [9] *Rottmann F., Voges E.* // Electron. Lett. 1987. Vol. 23. N 19. P. 1007—1008.

Ярославский
политехнический институт

Поступило в Редакцию
27 декабря 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА НАСЫЩЕНИЯ НА ЗАПИСЬ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ И ЭНЕРГООБМЕН В СРЕДАХ С ГЕНЕРАЦИОННЫМ ОТКЛИКОМ

А. В. Капитанов

В настоящее время хорошо исследовано преобразование когерентных световых пучков динамическими голограммами в средах с генерационным откликом [1-3], которые характеризуются следующей зависимостью фотоиндуцированной добавки диэлектрической проницаемости от интенсивности падающего света I :

$$\frac{d\Delta\epsilon}{dt} = \beta I. \quad (1)$$

Однако эта зависимость не учитывает эффект насыщения фотоотклика в реальных средах, поэтому модель носит ограниченный характер.

Целью настоящей работы является расчет энергообмена когерентных плоских световых пучков и дифракционной эффективности (ДЭ) при записи пропускающих голограмм в средах с генерационным откликом с учетом эффекта насыщения. Постановка задачи и метод ее решения в основном аналогичны принятым в работах [4, 5].

Предполагаем, что насыщение фотоотклика реальных сред описывается следующей моделью:

$$\frac{d\Delta\epsilon}{dt} = (\Delta\epsilon_{\max} - \Delta\epsilon) \beta I, \quad (2)$$

где $\Delta\epsilon_{\max}$ — максимально возможное изменение $\Delta\epsilon$.

Рассмотрим две плоские волны с линейной поляризацией, перпендикулярной к плоскости надения XZ и сходящихся симметрично на границе среды под углом 2θ . Амплитуды и фазы интерференционного поля в среде и индуцированной им диэлектрической проницаемости