

- [9] Tam A.C. // Rev. Mod. Phys. 1986. V. 58. N . . P. 381-431.
- [10] Сверхчувствительная лазерная спектроскопия / Под ред. Д. Клайджера. М.: Мир, 1986. 519 с.
- [11] Penna A.F.S., Shah J., Di Giovanni A.E., Cho A.Y., Gossard A.C. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 6. P. 591-593.
- [12] Yacoubi N., Gilrault B., Fesquet J. // Appl. Opt. 1986. V. 25. N 24. P. 4622-4625.
- [13] Farhallah M., Ben Said M., Bennaеeur R. // Phys. Stat. Sol. (a). 1987. V. 99. P. 521-526.
- [14] Roger J.P., Lepoutre F., Fournier D., Bossara A.C. // Thin Solid Films. 1987. V. 155. P. 165-174.
- [15] Я р и в А. Квантовая электроника. М.: Сов. радио, 1980. 488 с.
- [16] Chen L., Zhang S.Y. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50, N 19. P. 1340-1342.
- [17] Glazov A.L., Muratikov K.L. // Int. J. of Optoelectronics. 1989. V. 4. N 3.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе АН СССР,  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
5 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18

26 сентября 1990 г.

07; 12

© 1990

ПОДСТРОЙКА РАБОЧЕЙ ТОЧКИ И КОНТРАСТА  
МОДУЛЯЦИОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА  
МАХА-ЦЕНДЕРА

Д.В. Баранов, Е.М. Золотов,  
В.М. Пелехатый, Р.Ф. Тавлыкаев

Для многих практических применений интегрально-оптических модуляторов (ИОМ) необходимо обеспечить линейный режим работы устройства, т.е. вывести его рабочую точку на линейный участок модуляционной характеристики. Для ИОМ Маха-Цендера [1], представляющего собой один из основных типов модуляторов, это условие выражается в том, что в отсутствие управляющего напряжения разность фаз между плечами интерферометра  $\varphi_0$  должна составлять  $90^\circ$ , что может быть достигнуто, например, внесением

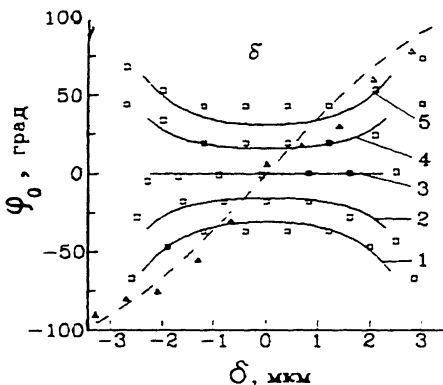
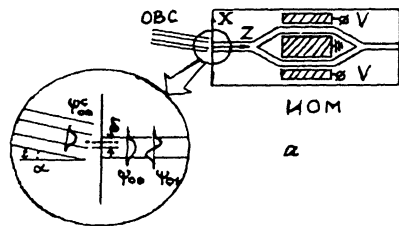


Рис. 1. а) Подстройка фазы  $\varphi_0$  и контраста  $\eta$  в модуляторе с двухмодовым входным участком.  
 б) Зависимость фазы  $\varphi_0$  от смещения волокна  $\delta$ . Представлены расчетные кривые (сплошные) и экспериментальные точки (квадратики) для  $\Delta\varphi_T = 0 + 2\pi n$ . Кривые 1–5 (все для параметра  $\Delta\varphi_T = 0$ ) соответствуют величине угла  $\alpha = -2^\circ; -1^\circ; 0^\circ; 1^\circ; 2^\circ$ . Расчетная пунктирная кривая и экспериментальные точки (треугольники) – для  $\Delta\varphi_T = \frac{\pi}{2} + 2\pi n$  при  $\alpha = 0^\circ$ .

асимметрии в топологию ИОМ [2, 3]. Однако погрешности технологических процессов при изготовлении ИОМ приводят к отклонениям фазы  $\varphi_0$  от требуемого значения, а также к неравному делению света между плечами в реальном ИОМ, что ухудшает контраст  $\eta$  модуляционной характеристики [1].

Предложенные для решения этой проблемы способы требовали усложнения технологии изготовления ИОМ [4], либо предъявляли жесткие требования к величинам технологических допусков [2, 3].

Нами ранее была разработана методика [5], позволяющая подстраивать рабочую точку после изготовления модулятора, например, при его стыковке с одномодовыми волоконными световодами (ОВС). Однако эффективная подстройка фазы  $\varphi_0$  (в пределах  $\pm 45^\circ$  от начального значения) была возможна только при коротком ( $\leq 1$  мм) входном участке, длина которого должна удовлетворять определенному фазовому условию.

В настоящей работе нами проведено исследование схемы ИОМ на основе интерферометра Маха-Цендера, которая обеспечивает подстройку рабочей точки в широких пределах при любой длине входного участка модулятора (ВУМ). Особенностью схемы (рис. 1, а) является двухмодовый по ширине ВУМ вместо традиционно используемого одномодового (поддержание двух мод обеспечивается за счет увеличения ширины ВУМ). Подстройка фазы  $\varphi_0$  и  $R$  (отношение интенсивностей излучения в плечах интерферометра) осуществляется, аналогично [5], перемещением волокна на входе ИОМ вдоль оси  $X$  (рис. 1, а), а также поворотом ОВС относительно нормали к торцу ИОМ.

Рассмотрим механизм подстройки параметров модулятора смещением волокна. Выходящий из ОВС свет имеет линейную поляризацию, направленную вдоль одной из осей кристалла (например, вдоль оси  $X$ ). Мода ОВС ( $TE_{00}$ ), падая наклонно на торец волновода, возбуждает (рис. 1, а) первую ( $TE_{00}$ ) и вторую ( $TE_{01}$ ) моды ВУМ с амплитудами и фазами, зависящими от расстояния  $S$  от центра ОВС до оси волновода (совпадает с осью  $Z$ ), а также от угла  $\alpha$  (в плоскости  $XZ$ ) между их продольными осями [6]. При распространении вдоль ВУМ (длиной  $L$ ) вследствие волноводной дисперсии между модами  $TE_{00}$  и  $TE_{01}$  возникает разность фаз  $\Delta\varphi_L = k(n_{00}^* - n_{01}^*)L$  ( $n_{00}^*$ ,  $n_{01}^*$  - эффективные показатели преломления мод  $TE_{00}$  и  $TE_{01}$ ;  $k$  - волновой вектор). Далее моды  $TE_{00}$  и  $TE_{01}$  возбуждают, соответственно, симметричную ( $TE_S$ ) и антисимметричную ( $TE_a$ ) моды входного  $Y$ -разветвителя. После его прохождения  $TE_S$  и  $TE_a$  приобретают дополнительную разность фаз  $\Delta\varphi_Y$ , обусловленную наличием связи на участке разветвления [7]. Распределение света по каналам интерферометра (после входного  $Y$ -разветвителя) определяется результатом интерференции  $TE_S$  и  $TE_a$  и зависит от амплитуд этих мод и разности фаз между ними, которые, в свою очередь, определяются  $\beta$  и  $\alpha$ , т.е. положением волокна. Таким образом, юстировка ОВС на входе ИОМ будет приводить к перераспределению света между модами  $TE_S$  и  $TE_a$  и, в конечном счете, к изменению фазы  $\varphi_0$  и отношения  $R$  (а значит, и  $\eta$  [1]) между плечами интерферометра.

Проведенный нами анализ ИОМ с двухмодовым ВУМ основывался на учете амплитуд и фаз мод ВУМ и  $Y$ -разветвителя при их возбуждении и распространении. Амплитуды мод  $TE_{00}$  и  $TE_{01}$  находились из условия непрерывности электрической компоненты света при их возбуждении полем ОВС [6]. Было показано, что  $\varphi_0$  и  $R$  как функции  $S$  могут быть представлены в виде:

$$\varphi_0(S) = \arctg(Im(F(S))/Re(F(S))) - \arctg(Im(S(S))/Re(S(S))), \quad (1)$$

$$R(S) = F(S)F^*(S)/S(S)S^*(S), \quad (2)$$

где  $F(S) = A(S) + B(S)C \exp(-i\Delta\varphi_T)$ ;  $S(S) = A(S) - B(S)C \exp(-i\Delta\varphi_T)$ ;  $\Delta\varphi_T = \Delta\varphi_L + \Delta\varphi_Y$

$$A(S) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_{00}^c(x) \psi_{00}(x-S) \exp(-i\theta) dx; \quad B(S) = \int_{-\infty}^{+\infty} (x) \psi_{01}(x-S) \exp(-i\theta) dx; \quad \theta = kx \sin \alpha;$$

$$\psi_{00}^c, \psi_{00}, \psi_{01}$$

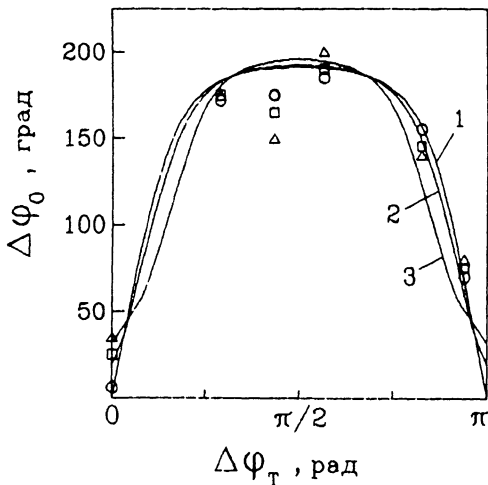


Рис. 2. Диапазон изменения фазы  $\varphi_0$  в зависимости от  $\Delta\varphi_T$ . Расчетные кривые 1, 2, 3 и экспериментальные точки 1', 2', 3' соответствуют значениям  $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$ . Зависимости представлены в пределах одного периода ( $0 \leq \Delta\varphi_T \leq \pi$ ).

распределения по ширине полей мод  $TE_{00}$ ,  $TE_{00}$  и  $TE_{01}$ , соответственно;  $C$  - отношение коэффициентов потерь мод  $TE_{00}$  и  $TE_{01}$ .

В формуле (1) предполагается, что плечи ИОМ полностью симметричны. При наличии их асимметрии из-за топологии [2, 3] или технологических погрешностей к правой части следует прибавить соответствующую фазу. Из уравнений (1) и (2) нетрудно видеть, что  $\varphi_0$  и  $R$  зависят, помимо  $S$ , также и от фазы  $\Delta\varphi_T$  и угла  $\alpha$ , выступающих в качестве параметров. Следует отметить, что для фиксированных параметров волновода и заданной топологии  $Y$ -разветвителя значение фазы  $\Delta\varphi_T$  зависит только от длины  $L$ , которая входит в слагаемое  $\Delta\varphi_L$ .

Нами были проведены расчеты зависимости (1) для различных  $\Delta\varphi_T$  и  $\alpha$ . Диапазон  $S$ , в пределах которого рассчитывалась фаза  $\varphi_0$ , ограничивался условием, чтобы дополнительно вносимые потери, обусловленные несоосностью ОВС и волновода, не превышали ЗдБ. Расчеты интегралов перекрытия А и В проводились для распределений полей мод, соответствующих использованным в экспериментах модуляторам Маха-Цендера на основе канальных  $Ti$ -диффузных волноводов в  $Y$ -срезе  $LiNbO_3$ . Одномодовые (на длине волны света  $\lambda = 0.78$  мкм) плечи интерферометра и выходной участок имели ширину 5 мкм, двухмодовый ВУМ - 6 мкм. Из представленных результатов расчетов (рис. 1, б) видно, что для значений  $L$ , которым соответствует  $\Delta\varphi_T = \pi/2$ , рассматриваемая схема ИОМ позволяет варьировать фазу в диапазоне  $\pm 95^\circ$  от начального значения ( $\varphi_0(0)$ ), т.е. в этом случае всегда можно обеспечить  $\varphi_0 = 90^\circ$ . Обозначим как  $\Delta\varphi_0$

диапазон изменения  $\varphi_0$  (т.е. разность между максимальным и минимальным значением) в интервале  $\mathcal{S}$ , ограниченном указанным выше условием. Если  $\Delta\varphi_T = 0$ , тогда при  $\alpha = 0$  подстройка  $\mathcal{S}$  не приводит к изменению  $\varphi_0$  ( $\Delta\varphi_0 = 0$ ). Однако, при наклоне ОВС удается получить довольно сильную зависимость  $\varphi_0$  от  $\mathcal{S}$ . В частности, уже при  $\alpha = 2^\circ$  диапазон  $\Delta\varphi_0$  равен  $32^\circ$ . Наклон ОВС в другую сторону (отрицательные значения  $\alpha$ ) приводит к смене направления подстройки  $\varphi_0$ . Таким образом, отклонение ОВС от нормали к торцу ИОМ и последующая его юстировка позволяют в широких пределах варьировать  $\varphi_0$ , что существенно расширяет границы допустимых технологических разбросов параметров волновода.

Остается, однако, открытым вопрос, всегда ли (т.е. для любой длины  $L$ ) возможно наклоном ОВС добиться расширения диапазона  $\Delta\varphi$ . Для ответа на него нами были проведены расчеты  $\Delta\varphi_0$  в зависимости от  $\Delta\varphi_T$  для различных значений  $\alpha$ . Их результаты показывают (рис. 2), что почти для любой  $\Delta\varphi_T$  (для любой  $L$ ), смещая ОВС, можно очень эффективно ( $\Delta\varphi_0 \geq 100^\circ$ ) подстраивать рабочую точку и при  $\alpha = 0$ . Наклон ОВС необходим только в узких областях значений  $L$  (таких, что  $\Delta\varphi_T$  находится вблизи  $n\pi$ ,  $n$  — целое число), где он позволяет подстраивать  $\varphi_0$ , также используя юстировку ОВС.

Нами также были проведены измерения контраста  $\zeta$  в зависимости от  $\mathcal{S}$ . Перемещение ОВС вдоль оси  $X$  приводило к изменению  $R$  в широком интервале от  $\frac{1}{36}$  до 36. Это позволило скомпенсировать асимметрию выходного  $Y$ -разветвителя (имел коэффициент деления 1.2:1) и достигнуть  $\zeta = -40$  дБ, в то время как начальное значение  $\zeta$  (при  $\mathcal{S} = 0$ ) составляло только  $-25$  дБ.

Таким образом, исследованная схема ИОМ Маха-Цендера позволяет в широких пределах подстраивать рабочую точку модулятора и значительно улучшить его контраст.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Rediker R.H., Leonberger F.J. // IEEE J. Quantum Electron. 1982. V. QE-18. N 10. P. 1813-1816.
- [2] Vulmer C.H., Burns W.K. // IEEE J. Lightwave Technol. 1984. V. LT-2. N 4. P. 512-521.
- [3] Gee G.M., Thurmond G.D., Yen H.W. // Appl. Opt. 1983. V. 22. N 13. P. 2034-2037.
- [4] Ahmed M.J., Young L. // Appl. Opt. 1983. V. 22. N 24. P. 4082-4087.
- [5] Баранов Д.В., Золотов Е.М., Тавлыкаев Р.Ф. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 17. С. 34-37.

[6] Taylor H.F. // Appl. Opt. 1977. V. 16. N 3. P. 711-716.

[7] Marom E., Ramer O.G., Ruschlin S. // IEEE J. Quantum Electron. 1984. V. QE-20. N 9. P. 1311-1319.

Институт общей физики  
АН СССР,  
Москва

Поступило в Редакцию  
9 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18

26 сентября 1990 г.

04

© 1990

## О ВЛИЯНИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДВИЖЕНИЕ КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Е.А. Литвинов, Г.А. Месяц,  
А.Г. Парфенов, Е.Ю. Садовская

Известно, что при наличии внешнего тангенциального к катоду магнитного поля катодное пятно вакуумной дуги перемещается в „антиамперовом“ направлении, т.е. в направлении, противоположном вектору  $[I \times B]$ , где  $I$  — ток дуги,  $B$  — индукция внешнего магнитного поля [1]. Если магнитное поле  $B$  направлено под углом  $\theta_B$  к катоду, т.е. имеется нормальная к катоду составляющая  $B_{\perp}$ , то направленное движение пятна составляет некоторый угол  $\varphi$  (так называемый „угол Робсона“), отсчитываемый от направления при  $B_{\perp} = 0$  (зависимость  $\varphi(\theta_B)$  из работ [2, 3] показана на рис. 1).

Закономерности движения пятна в магнитном поле неоднократно привлекали внимание исследователей, однако общепризнанного объяснения этих закономерностей до сих пор не существует [1].

В работе [4] проведено численное моделирование процесса разлета плазменной струи из эмиссионного центра (ЭЦ) катодного пятна и показано, что в окрестности ЭЦ всегда существует кольцевой ток электронов, движущихся из плазмы на катод и замыкающийся через эмиссионную зону. В настоящей работе проанализировано взаимодействие кольцевого тока в окрестности ЭЦ с внешним магнитным полем.

Предложена следующая модель. Предполагается, что движение обратных электронов происходит по окружности, и кольца тока образуют тороидальную поверхность, осью симметрии которой является перпендикуляр к поверхности катода, проходящий через центр катодного пятна (рис. 2). Если рассматривать взаимодействие