

07; 12

ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА МАХА-ЦЕНДЕРА ПУТЕМ ВЫБОРА УСЛОВИЙ ВВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

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

Интегрально-оптический модулятор Маха-Цендера [1], состыкованный с одномодовыми волоконными световодами (ОВС), в настоящее время представляет значительный интерес как активный элемент волоконно-оптических линий связи и обработки информации, датчиков электрического поля [2, 3], температуры и т.д. Во многих случаях крайне важно обеспечить линейный режим работы модулятора. Для этого разность фаз φ_0 между плечами интерферометра в отсутствии регистрируемого сигнала должна быть близка к 90° [2]. Например, для того чтобы интегрально-оптический датчик электрического поля сохранял динамический диапазон 65 дБ, отклонение φ_0 от 90° не должно превышать 1° [3]. В то же время технологические погрешности при изготовлении устройства (различие ширины плеч и т.п.) приводят к значительному ($\sim 20 - 30^\circ$ [2]) разбросу значений φ_0 , а также препятствуют делению излучения строго пополам между плечами интерферометра. Последнее обстоятельство ограничивает максимальную глубину модуляции η , которая имеет важное значение для ряда задач.

В настоящей работе мы, используя разработанный метод, экспериментально продемонстрировали подстройку (в широких пределах) рабочей точки модулятора Маха-Цендера после его изготовления, а также увеличили глубину модуляции. Существенным достоинством метода является то, что оптимизация характеристик может проводиться непосредственно в процессе стыковки устройства с ОВС.

Излучение вводится в модулятор (например, с помощью ОВС) с некоторым смещением δ в поперечном направлении (вдоль оси z на рис. 1), возбуждая при этом как основную моду Ψ_0 входного прямолинейного участка волновода (длиной L), так и поле излучательных мод E_k . Амплитуды Ψ_0 и E_k зависят от величины δ [4]: с увеличением δ первая из них уменьшается, а вторая — возрастает. Поле E_k не направляется волноводом и при распространении уширяется за счет дифракции. Достигнув двухмодового участка Y -разветвителя, это поле возбуждает антисимметричную Ψ_a и симметричную Ψ_c (в значительно меньшей степени) моды. Волноводная мода Ψ_0 возбуждает только Ψ_c , причем с некоторой разностью фаз $\Delta\varphi_L$ относительно поля E_k , вызванной различием скоростей (эффективных показателей преломления) излучательных мод и Ψ_0 . При распространении по Y -разветвителю между

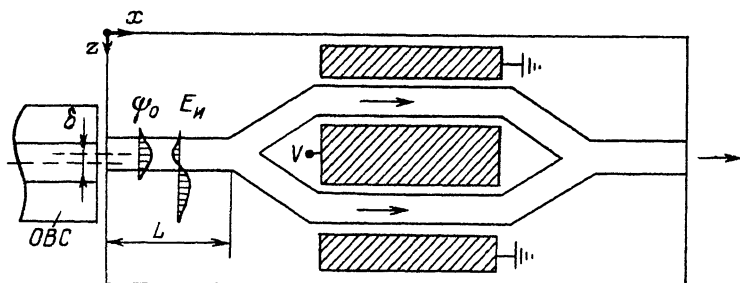


Рис. 1. Ввод излучения в модулятор.

модами Ψ_a и возникает дополнительная разность фаз $\Delta\varphi_Y$, обусловленная наличием связи между его плечами [5]. На выходе Y -разветвителя, где связь пренебрежимо мала, распределение света представляет собой результат интерференции мод Ψ_a и Ψ_c и, следовательно, зависит от их амплитуд A_a и A_c и разности фаз $\Delta\varphi = \Delta\varphi_L + \Delta\varphi_Y$. Соотношение между A_a и A_c определяется амплитудами волноводной моды Ψ_0 и поля излучательных мод и поэтому зависит от δ . Следовательно, перемещение ОВС на входе будет приводить к перераспределению света между плечами Y -разветвителя. Необходимо отметить, что с увеличением L этот эффект ослабевает, поскольку дифракционное уширение поля E_n приводит к уменьшению амплитуды A_a . В общем случае (для произвольного значения $\Delta\varphi$) при перемещении ОВС меняются как интенсивности I_1, I_2 световых потоков в каналах, так и начальная разность фаз $\varphi_{нач}$ между ними. Однако, как показал проведенный анализ, при $\Delta\varphi = \pm \frac{\pi}{2}; \pm \frac{3\pi}{2}; \pm \frac{5\pi}{2}, \dots$ коэффициент $R = \frac{I_1}{I_2}$ практически не зависит от δ , а зависимость $\varphi_0 = \varphi_0(\delta)$ наиболее сильная, в то время как для подстройки R оптимальными являются значения $\Delta\varphi = 0; \pm\pi; \pm 2\pi, \dots$. Поскольку $\Delta\varphi$ содержит слагаемое $\Delta\varphi_L$, зависящее от L , при соответствующем выборе длины входного участка можно менять либо R , либо $\varphi_{нач}$. Вариация R приводит к изменению максимальной глубины модуляции $\gamma = \left(\frac{\sqrt{R}-1}{\sqrt{R}+1}\right)^2$ [6], а подстройка $\varphi_{нач}$ - к смещению рабочей точки модулятора $\varphi_0 = \varphi_{нач} + \varphi_{сод}$. Разность фаз $\varphi_{сод}$ обусловлена несимметричностью плеч вследствие технологических погрешностей, а также топологии устройства [2]. Таким образом, подстраивая ввод излучения в модулятор, можно независимо (при соответствующей длине входного участка) смешать рабочую точку и изменять максимальную глубину модуляции устройства.

В экспериментальных исследованиях использовались интегрально-оптические Y -разветвители и модуляторы Маха-Цендера, изготовленные путем диффузии полосок Ti (шириной 5 мкм) в Y -срез $LiNbO_3$ [3]. Расстояние между плечами разветвителей составляло 40 мкм, угол разведения -1° . Волноводные структуры были одно-

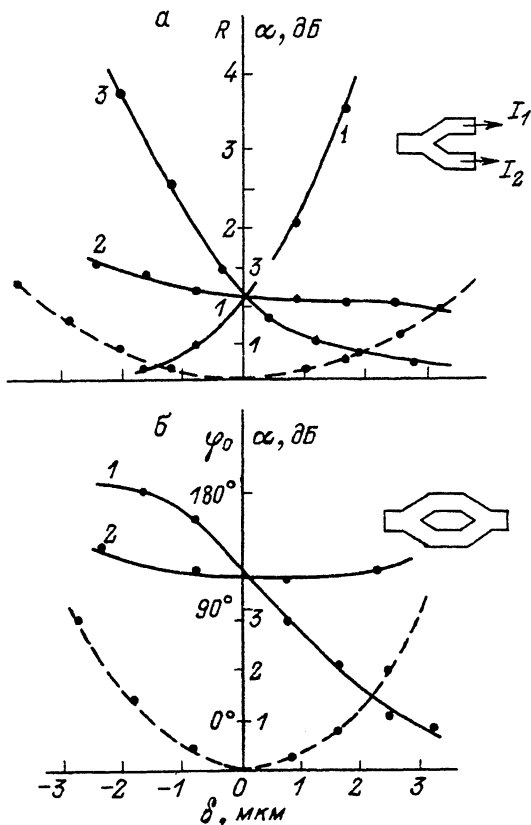


Рис. 2. а) Зависимость коэффициента деления R от смещения δ . Кривые 1, 2, 3 отвечают $L = 450, 280, 140$ мкм соответственно. Дополнительные потери α (при $L = 140$ мкм) показаны пунктиром. б) Зависимость разности фаз φ_0 от смещения δ для модулятора с $L = 310$ мкм (кривая 1) и 150 мкм (кривая 2). Пунктиром отмечены дополнительные потери α (при $L = 310$ мкм).

модовыми для излучения ТЕ-поляризации с длиной волны $\lambda = 0.83$ мкм. Излучение вводилось в них с помощью световода с сохранением поляризации. Длину L входного участка посредством полировки торцов подложек $LiNbO_3$ уменьшали шаг за шагом (через ~ 50 мкм) от 1000 мкм до 100 мкм. При каждом значении L проводились измерения коэффициента деления Y-разветвителей и рабочей точки модуляторов в зависимости от смещения δ волокна на входе. Рабочая точка φ_0 определялась, используя выражение $\varphi_0(\delta) = -\frac{\pi V_M(\delta)}{V_{\pi}}$ [2], где V_{π} - полуволновое напряжение (для исследовавшихся модуляторов $V_{\pi} = 4$ В), V_M - напряжение, при котором достигается максимум мощности выходящего

из модулятора света. Было установлено, что в области $L \leq 600$ мкм проявляется сильное влияние условий ввода излучения на величину R и φ_0 . Результаты измерений представлены на рис. 2, а и б, где приведены также зависимости от δ дополнительных оптических потерь, которые обусловлены несимметричным возбуждением входного участка. Представленные зависимости показывают, что при соответствующем выборе длины L можно независимо менять в широком диапазоне коэффициент деления (а значит, и максимальную глубину модуляции) и разность фаз в модуляторе без существенного увеличения вносимых потерь. Например, при $L = 310$ мкм перемещение световода в пределах $-1 \text{ мкм} \leq \delta \leq 1 \text{ мкм}$ приводило к смещению рабочей точки $\varphi_0(\delta)$ на $\pm 45^\circ$ от начального значения $\varphi_0(0) \approx 120^\circ$ при дополнительных потерях $\alpha \leq 0.5$ дБ, причем при $\delta \approx 0.7$ мкм было достигнуто значение $\varphi_0(\delta) = 90^\circ$. Таким образом, разработанный метод позволил, несмотря на большое отклонение $\varphi_0(0)$ от оптимального значения, реализовать линейный режим работы модулятора путем подбора условий ввода излучения.

Максимальная глубина модуляции η при этом практически не менялась и составляла -20 дБ (99%). С целью увеличения η входной участок споліровали до длины $L = 150$ мкм, при которой согласно данным по Y -разветвителям (см. рис. 2, а) можно существенно менять коэффициент деления R . А затем, юстируя ОВС на входе (подстраивая смещение δ), мы достигли значения $\eta = -30$ дБ (99.9%). Дальнейшее повышение η ограничивалось влиянием паразитного излучения, попадающего в выходной одномодовый участок волновода при рассеянии света на дефектах поверхности кристалла.

В заключение авторы выражают признательность К.К. Свидзинскому за полезные обсуждения работы, В.Б. Багликову и Т.В. Петровой за содействие в изготовлении интегрально-оптических структур.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Martin W.E. // Appl. Phys. Lett., 1975. V. 25. N 10. P. 562-564.
- [2] Vulmer C.H., Burns W.K. // IEEE J. Lightwave Technol. 1984. v.LT-2. N 4. P. 512-521.
- [3] Багликов В.Б., Долинин Р.Ю., Золотов Е.М., Пелехатый В.М., Тавлыкаев Р.Ф. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 10. С. 2155-2157.
- [4] Золотов Е.М., Тавлыкаев Р.Ф. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 2. С. 421-422.
- [5] Johnson L.M., Yarp D. // Appl. Opt. 1984. V. 23. N 17. P. 2991-2999.
- [6] Rediker R.H., Leonberger F.J. // IEEE J. Quantum Electron. 1982. V. QE-18. N 10. P. 1813-1816.