

УДК 621.383

**М. М. Векшин, В. П. Гладкий, В. А. Никитин, Н. А. Яковенко**  
(Краснодар)

**ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЕ ПОЛЯРИЗАТОРЫ  
НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ**

Предложен новый тип интегрально-оптических ТМ- и ТЕ-поляризаторов, принцип работы которых основан на явлении модового двулучепреломления вблизи условий отсечки многослойных диэлектрических волноводов со специально подобранными параметрами, приводящем к разнесению в пространстве полей ортогонально поляризованных волноводных мод. Рассматриваются слабонаправляющие волноводы, сформированные в стекле и локально нагруженные высокопреломляющей диэлектрической пленкой. Проведен модовый анализ волноводов для оценки поляризационных свойств. Изготовлены и исследованы эффективные поляризаторы на основе ионно-обменных волноводов в стекле с покровным слоем сульфида мышьяка.

В когерентных волоконных и интегрально-оптических системах передачи и обработки информации необходимо использовать оптические сигналы с определенным состоянием поляризации. Однако практически во всех элементах волноводного тракта по ряду причин происходит деполяризация оптического излучения или изменение ее состояния. Для выделения определенной поляризационной составляющей используют специальные схемы фильтрации излучения.

В известных типах поляризаторов используются различные физические принципы для выделения ТЕ- или ТМ-мод. Наиболее распространены поляризаторы на основе диэлектрических волноводов с дополнительным металлическим слоем [1–4]. В подобных волноводах уровень поглощения для ТМ-мод существенно выше, чем для ТЕ-мод, что дает возможность выделять ТЕ-моды. Поляризационный эффект усиливается при введении дополнительного буферного слоя между волноводом и металлической пленкой за счет создания оптимальных условий для возбуждения затухающих плазмонных волн в металле, резонансно связываемых с ТМ-модами. Различия в затухании ТЕ- и ТМ-мод имеют также волноводы с дополнительным полупроводниковым слоем, причем в данном случае можно выделять как ТЕ-, так и ТМ-моды [5]. Однако при этом вносятся достаточно большие потери в выделяемую моду, а описанная в [6] технология изготовления таких поляризаторов со слоем  $\alpha$ -Si:H весьма сложна.

Поляризационными свойствами могут обладать волноводы на основе анизотропных материалов. В частности, если к поверхности волновода

прижат специально подобранный кристалл, то за счет двулучепреломления всей волноведущей структуры поля ТЕ- и ТМ-мод будут существенно различны [7]. С позиций геометрической оптики это означает, что на границе раздела кристалл – волновод полного внутреннего отражения для одной из ортогональных поляризаций нет. К сожалению, вся конструкция имеет громоздкий для интегральной оптики вид. Также возможно создание составного канального волновода, в котором между двумя поляризационно-нечувствительными частями внедрен короткий участок с ярко выраженной анизотропией, так что для одной из поляризаций не существует условий для волнового распространения в нем. На практике описанная конструкция реализуется с использованием титан-диффузионных волноводов в ниобате лития с короткой секцией протонно-обменного волновода [8].

Эффект резонансной направленной связи также может быть использован для создания поляризационных устройств. Если условие фазового синхронизма выполняется только для одной из поляризаций, то можно разводить поля ТЕ- и ТМ-мод по разным каналам [9, 10]. Для этих целей необходимы асимметричные направленные ответвители с высокоточной технологией изготовления.

Таким образом, на основе анализа известных поляризационных устройств можно утверждать, что задача разработки простых, эффективных и универсальных ТЕ- и ТМ-поляризаторов актуальна. Мы предлагаем новый тип интегрально-оптических поляризаторов на основе многослойных диэлектрических волноводов со специально подобранными параметрами [11]. Принцип работы поляризаторов состоит в использовании модового двулучепреломления вблизи условий отсечки для разнесения полей ТЕ- и ТМ-мод в пространстве. В зависимости от формы конструктивного исполнения поляризаторы могут выделять как  $TE_{0-}$ , так и  $TM_0$ -моду.

В качестве базового элемента конструкции используется слабонаправляющий волновод, сформированный в стекле. На поверхность волновода нанесена диэлектрическая пленка с высоким показателем преломления. Для экспериментальных исследований волновод был изготовлен на основе стеклянной подложки путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в расплаве соли  $KNO_3$ . Данный волновод имеет градиентный профиль показателя преломления. На его поверхность напылялась оптически прозрачная при  $\lambda = 0,63$  мкм пленка сульфида мышьяка  $As_2S_3$  заданной толщины (рис. 1, *a*).

Для теоретического описания поляризационного элемента необходимо составить и решить уравнение, описывающее условие поперечного фазового резонанса с целью определения дискретного спектра констант распространения направленных волн, и далее построить распределения полей в поперечном сечении волновода для ТЕ- и ТМ-мод. Для количественной оценки поляризационных свойств необходимо рассчитать общие оптические потери на двойной ступенчатой неоднородности, образуемой при локальном нанесении пленки на часть градиентного волновода.

Расчет характеристик диэлектрического волновода с градиентной областью осуществляется с помощью многоступенчатой аппроксимации профиля показателя преломления (рис. 1, *b*) и модифицированного метода матрицы передачи, оперирующего действительными матрицами [12]. Согласно математической модели процесса ионного обмена в неограниченном источнике, профиль описывается дополнительной функцией ошибок.

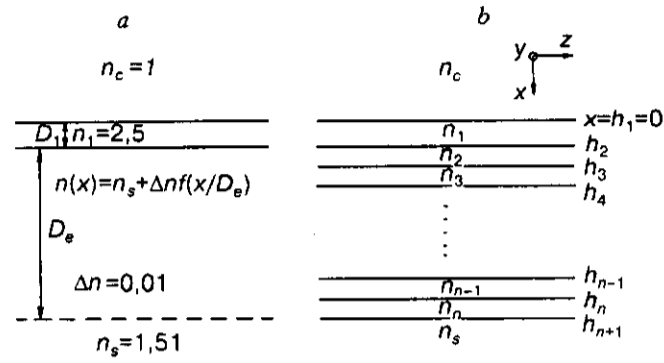


Рис. 1. Ионно-обменный волновод в стекле, покрытый диэлектрической пленкой с высоким показателем преломления (а):  $D_e$  – эффективная толщина диффузии;  $n(x)$  и  $\Delta n$  – показатель преломления в градиентной области и его приращение на поверхности;  $n_s$ ,  $n_1$ ,  $n_c$  – показатели преломления подложки, пленки и воздуха соответственно ( $\lambda = 0,63$  мкм);  $D_1$  – толщина пленки;  $f(x/D_e)$  – профильная функция; многоступенчатая аппроксимация профиля показателя преломления рассматриваемого волновода (б):  $n_j$  – показатель преломления  $j$ -го слоя;  $h_j$  – его координата

Для простоты программной реализации мы использовали линейную форму профиля, достаточно точно аппроксимирующую функцию  $\text{erfc}$ :

$$n(x) = n_s + \Delta n(D_1 + D_e - x)/D_e, \quad x > D_1. \quad (1)$$

Градиентная область разделялась на ряд сегментов, в пределах каждого показателя преломления полагался неизменным. В каждом слое поле имеет вид

$$E_{yj} = A_j \cos(k_j(x - h_j)) + B_j \frac{v_j}{k_j} \sin(k_j(x - h_j)), \quad \text{если } n_j > N, \quad (2)$$

$$E_{yj} = A_j \text{ch}(k_j(x - h_j)) + B_j \frac{v_j}{k_j} \text{sh}(k_j(x - h_j)), \quad \text{если } n_j < N, \quad (3)$$

где  $k_j = k_0 \sqrt{|n_j^2 - N^2|}$ ;  $n_j$  – показатель преломления  $j$ -го слоя;  $k_0 = 2\pi/\lambda$  – волновой вектор в вакууме;  $h_j$  – координата  $j$ -го слоя;  $v_j = 1$  для ТЕ-мод и  $v_j = n_j^2$  для ТМ-мод;  $N$  – эффективный показатель преломления ( $N = \beta/k_0$ ,  $\beta$  – константа распространения); множитель  $\exp(i(\omega t - \beta z))$  опущен. Константы  $A_j$  и  $B_j$  различных слоев связаны соотношением

$$\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = M_j \cdot M_{j-1} \dots M_2 \cdot M_1 \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Матрица передачи  $j$ -го слоя соответственно для  $n_j > N$  и для  $n_j < N$  имеет вид

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos(k_j D_j) & \frac{v_j}{k_j} \sin(k_j D_j) \\ -\frac{k_j}{v_j} \sin(k_j D_j) & \cos(k_j D_j) \end{pmatrix}, \quad (5a)$$

$$M_j = \begin{pmatrix} \text{ch}(k_j D_j) & \frac{v_j}{k_j} \text{sh}(k_j D_j) \\ -\frac{k_j}{v_j} \text{sh}(k_j D_j) & \text{ch}(k_j D_j) \end{pmatrix}, \quad (5b)$$

где  $D_j = (h_{j+1} - h_j)$  – толщина  $j$ -го слоя. В окружающих полупространствах – в воздухе и в подложке – поля представляются в виде

$$E_{yc} = A_c \exp(k_c x), \quad x < 0, \quad (6)$$

$$E_{ys} = A_s \exp(-k_s(x - D_1 - D_e)), \quad x > D_1 + D_e. \quad (7)$$

Здесь  $k_s = k_0 \sqrt{N^2 - n_s^2}$ ,  $k_c = k_0 \sqrt{N^2 - n_c^2}$ ,  $n_c$  и  $n_s$  – показатели преломления воздуха и подложки соответственно.

С учетом условий экспоненциального затухания полей волноводных мод в подложке и воздухе определяется дисперсионное уравнение

$$\frac{k_s}{v_s} m_{11} + \frac{k_c k_s}{v_c v_s} m_{12} + m_{21} + \frac{k_c}{v_c} m_{22} = 0, \quad (8)$$

где  $m_{pq}$  – элементы матрицы  $M = M_n \cdot M_{n-1} \dots M_2 \cdot M_1$ ;  $n$  – общее количество слоев многослойной аппроксимации:  $v_c = v_s = 1$  для ТЕ-мод и  $v_s = n_s^2$ ,  $v_c = n_c^2$  для ТМ-мод.

Изложенный метод позволяет проанализировать модовую структуру волновода. Решив трансцендентное уравнение (8) для многослойного волновода с заданными параметрами, мы можем определить эффективные показатели преломления волновода и затем, подставив их в соотношения (2) и (3), получить распределения полей мод.

На практике для определения зависимости эффективного показателя преломления  $N$  от толщины верхнего слоя  $D_1$ , существенно необходимой для исследования поляризационных свойств волновода, удобней не решать для каждого значения  $D_1$  заново дисперсионное уравнение, а преобразовать описанный выше метод для того, чтобы получить явную зависимость  $N$  от  $D_1$ . Для этого необходимо изменить нумерацию слоев волновода по сравнению с указанной на рис. 1,  $b$  на обратную.

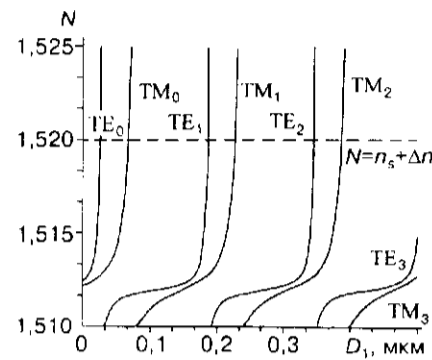


Рис. 2. Зависимость эффективного показателя преломления от толщины верхнего слоя

На рис. 2 приведена расчетная зависимость эффективного показателя преломления от толщины высокопреломляющего слоя для TE- и TM-мод разных порядков в области вблизи отсечки. При  $n_s + \Delta n < N < n_1$  график не отличается от аналогичного для трехслойного волновода, состоящего из пленки  $As_2S_3$  на стеклянной подложке. Условие  $N > n_s + \Delta n$  с позиций геометрической оптики означает, что волноводная мода распространяется только в пленке, испытывая полное внутреннее отражение на ее границах. В области значений толщины  $D_1$  вблизи условий отсечки существует достаточно большое различие эффективных показателей преломления TE- и TM-мод наивысшего порядка ( $\sim 0,002$ ). Рассчитав значения константы распространения, можно построить распределения полей TE- и TM-мод при оптимальных значениях толщины пленки  $D_1$ , а также при  $D_1 = 0$  (рис. 3, 4). С увеличением толщины пленки все большее количество мод, начиная с моды нулевого порядка, локализуется преимущественно в пленке и поляризационные

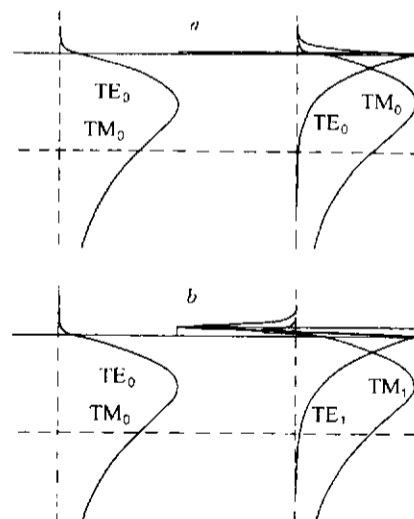


Рис. 3. Интегрально-оптические TM-поляризаторы (мкм):  $D_e = 2,6$ ;  $D_1 = 0,03$  (a),  $D_1 = 0,18$  (b)

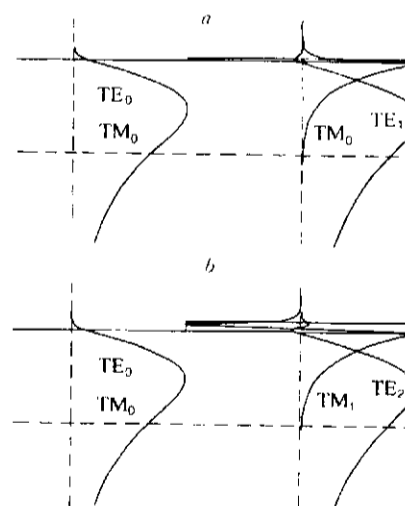


Рис. 4. Интегрально-оптические TE-поляризаторы (мкм):  $D_e = 2,6$ ;  $D_1 = 0,08$  (a),  $D_1 = 0,24$  (b)

свойства определяются модами наивысших порядков, которые и приведены на рисунках.

В целом поляризаторный элемент представляет собой составной волновод, состоящий из слабонаправляющего волновода в стекле с локально нанесенной на его поверхность высокопреломляющей пленкой. Поля  $TE_0$ - и  $TM_0$ -мод базового ионно-обменного волновода практически идентичны. При специально подобранных значениях толщины пленки распределения полей разных мод существенно различны, что и дает возможность создать эффективное и простое поляризаторное устройство для выделения либо  $TE_0$ -, либо  $TM_0$ -моды. По мере увеличения толщины пленки для мод более высоких порядков избирательно проявляется аналогичное различие в распределении полей. Уровень локализации поля в верхнем слое для мод вблизи отсечки с увеличением индекса моды возрастает незначительно, что позволяет создавать поляризаторы с малым уровнем вносимых потерь, используя разные интервалы толщины пленки.

Для оценки поляризаторных свойств необходимо использовать условия непрерывности на стыке волноводов. Пренебрегая отражением, для  $TE$ -мод

$$E_y^i(x) = c_t E_y^l(x) + \int_0^{k_0 n_f} q_t(\beta') E_y^r(x, \beta') d\beta', \quad (9)$$

$$c_t = \frac{\beta_i \beta_l}{\beta_i + \beta_l} \frac{1}{\omega \mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} E_y^i(x) E_y^{l*}(x) dx \quad (10)$$

и для  $TM$ -мод

$$H_y^i(x) = c_t H_y^l(x) + \int_0^{k_0 n_f} q_t(\beta') H_y^r(x, \beta') d\beta', \quad (11)$$

$$c_t = \frac{1}{\omega \epsilon_0} \frac{\beta_l \beta_i I_l}{(\beta_l I_l + \beta_i I_i)}, \quad (12)$$

$$I_i = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{n_i(x)} H_y^i(x) H_y^{i*}(x) dx, \quad I_l = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{n_l(x)} H_y^l(x) H_y^{l*}(x) dx, \quad (13)$$

где индексы  $i$  и  $l$  соответствуют парам  $i$  и  $l$  падающей и проходящей волн;  $E_y^i$  и  $H_y^i$  – нормированные на единицу мощности поля мод;  $c_t$  – коэффициент связи направленных мод;  $q_t$  – коэффициент связи направленной моды с радиационной модой (модой излучения) [2, 13].

Для точного анализа потерь на двойной ступенчатой неоднородности с целью минимизации длины устройства необходимо в области с пленкой учитывать влияние мод излучения. Однако определение нормированных амплитуд мод излучения многослойных волноводов представляет собой достаточ-

но сложную задачу. Поэтому мы ограничились использованием расчетных соотношений (10) и (12) для вычисления коэффициентов связи направленных мод на двойной неоднородности, равных удвоенным коэффициентам  $c_1$ . Это дало возможность найти коэффициент развязки между  $TM_0$ - и  $TE_0$ -модами, определяемый по отношению интенсивности выходных сигналов двух ортогональных поляризаций. Для параметров волноводов, соответствующих рис. 3 и 4 для  $TE$ - и  $TM$ -поляризаторов, вносимые потери для выделяемой моды не превышают 1 дБ при коэффициенте развязки около 20 дБ.

Для подтверждения предлагаемого метода поляризационной селекции был проведен эксперимент. В подложке оптического стекла типа К8 размером  $20 \times 20$  мм были одновременно сформированы 10 одномодовых канальных волноводов путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$ . На поверхность подложки клином поперек волноводов напылялась пленка  $As_2S_3$ , так что при прочих примерно равных параметрах волноводов варьировалась лишь толщина пленки. Исследования поляризационных характеристик проводились на специальном стенде с He-Ne-лазером ( $\lambda = 0,63$  мкм) по стандартной методике. По мере роста толщины пленки отдельные волноводы имели  $TM$ - и  $TE$ -селективные свойства, которые разделялись между собой волноводами, не обладавшими поляризационной чувствительностью. Была проведена серия подобных измерений с разной крутизной клина, и закономерность повторялась. Некоторые волноводы обладали коэффициентом развязки между модами более 25 дБ. При равных условиях ввода излучения выделяемой поляризации выходной сигнал для волноводов с пленкой и без нее был примерно одинаковым при длине пленки 2 мм. Следовательно, вносимые потери в пропускаемую моду определялись потерями в ионно-обменном волноводе, которые не превышали 0,5–1 дБ. Экспериментально измеренные коэффициенты развязки даже превышают расчетные данные, что может быть связано с рассеянием в пленке, различным для ортогональных мод по причине различной степени локализации излучения в ней. При напылении однородной пленки определенной толщины мы получили линейки  $TE$ - и  $TM$ -поляризаторов.

Таким образом, предложен метод поляризационной фильтрации излучения, использующий модовое двулучепреломление вблизи условий отсечки многослойного диэлектрического волновода, проведен теоретический анализ его поляризационных свойств и на практике изготовлены и исследованы эффективные интегрально-оптические  $TM$ - и  $TE$ -поляризаторы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kaminow I. P., Mammei W. L., Weber H. P. Metal-clad optical waveguides: analytical and experimental study // *Appl. Opt.* 1974. 13, N 2. P. 396.
2. Yamamoto Y., Kamiya T., Yanai H. Characteristics of optical guided modes in multilayer metal-clad planar optical guide with low-index dielectric buffer layer // *IEEE J. Quantum Electron.* 1975. 11, N 9. P. 729.
3. Sletten M. A., Seshadri S. R. Thick metal surface-polariton polarizer for a planar optical waveguide // *J. Appl. Phys.* 1990. 70, N 2. P. 574.
4. Johnstone W. et al. Surface plasmon polaritons in thin metal films and their role in fiber optic polarizing devices // *J. Lightwave Technol.* 1990. 8, N 4. P. 538.

- 
5. **Carson R. F., Batchman T. E.** Multimode phenomena in semiconductor-clad dielectric optical waveguide structures // *Appl. Opt.* 1990. **29**, N 18. P. 2769.
  6. **Yeasey D., Larson D.** Integrated optical polarization-discriminating receiver in glass // *J. Lightwave Technol.* 1995. **13**, N 11. P. 2244.
  7. **Findakly T., Chen B. U., Booher D.** Single-mode integrated-optical polarizers in LiNbO<sub>3</sub> and glass waveguides // *Opt. Lett.* 1983. **8**, N 12. P. 641.
  8. **Hempelmann U. et al.** Integrated optical proton exchanged TM-pass polarizers in LiNbO<sub>3</sub>: modeling and experimental performance // *J. Lightwave Technol.* 1995. **13**, N 8. P. 1750.
  9. **Thyagarajan K., Sehadri S. D., Ghatak A. K.** Waveguide polariser based on resonant tunneling // *J. Lightwave Technol.* 1991. **9**, N 3. P. 315.
  10. **Vallee R., He G.** Polarizing properties of a high index birefringent waveguide on top of a polished fiber coupler // *J. Lightwave Technol.* 1993. **11**, N 7. P. 1196.
  11. Пат. 1829669 РФ. Интегрально-оптический поляризатор /В. А. Воеводин, В. П. Гладкий, Н. А. Яковенко. Оpubл. 20.05.95, Бюл. № 14.
  12. **Ramadas M. R. et al** Analysis of absorbing and leaky planar waveguides: a novel method // *Opt. Lett.* 1989. **14**, N 7. P. 376.
  13. **Kudo M., Mushiake Y.** Mode selecting characteristics of four-layer dielectric slab waveguide // *Radio Sci.* 1982. **17**, N 1. P. 125.

*Поступила в редакцию 15 сентября 1997 г.*

---