

УДК 621.383

ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ВОЛНОВОДНОЙ ПЛАЗМОННОЙ НАНООПТИКИ

Векшин М. М.¹, Кулиш О. А.², Яковенко Н. А.³

STUDY OF ELEMENTS OF PLASMON WAVEGUIDE NANOOPTICS

Vekshin M. M., Culish O. A., Yakovenko N. A.

The elements of waveguide plasmon nanooptics are calculated. The characteristics of basic waveguide nanostructures, having microstrip type (dielectric-metal-dielectric), are estimated. The parameters of waveguide components are selected for its incorporation in data processing system at optical level.

Keywords: nanooptics, integrated optics, surface plasmons.

Поверхностные плазмонные волны в металлодиэлектрических наноразмерных средах являются в последнее время объектом интенсивных исследований, направленных на построение новой элементной базы фотоники [1, 2].

Целью настоящей работы является исследование волноводных элементов передачи и разделения оптической мощности, используемых в интегральной оптике, с применением полосковых плазмонных металлодиэлектрических волноводов. Внимание к подобному рода оптическим наноструктурам в последнее время резко возросло, так как на их основе возможно создание многоканальных оптических схем с высокой степенью интеграции [3–5].

Оптический полосковый наноразмерный волновод состоит из тонкой пленки золота, помещенной в однородную диэлектрическую среду оксида кремния (рис. 1). Выбор оксида кремния обусловлен тем, что интегрально-оптическая схема может быть частью электронной микросхемы на основе кремния.

Существование у такой направляющей системы волноводных мод ТМ-поляризации связано с наличием на границах раздела металл-диэлектрик поверхностных плазмон-поляритонов.

Исследование проводилось путем расчета процессов распространения направленных волн в плазмонных наноструктурах с помощью прямого конечно-разностного решения векторного волнового уравнения.

При расчетах определялась модовая структура плазмонного оптического канала и затухание основной моды — плазмонной волны, а затем для всей волноведущей структуры методом распространяющегося пучка моделировалась пространственная картина прохождения направленной волны. Источником поля возбуждения служила ТМ-поляризованная волна.

Необходимость расчета параметров модовой структуры волновода связана с оценкой возможности его применения на телекоммуникационной длине волны 1,55 мкм. Волновод должен обладать достаточно низким уровнем вносимых потерь и соединяться с оптическим волоконным световодом, имеющим на указанной длине волны диаметр модового пятна 10,3 мкм.

Расчет модовой структуры плазмонных волноводов проводился путем решения векторного волнового уравнения для ТМ-волн в частотной области

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + n^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) + (k_0^2 n^2 - \beta^2) H_x = 0,$$

¹Векшин Михаил Михайлович, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры оптоэлектроники Кубанского государственного университета; e-mail: vek-shin@mail.ru.

²Кулиш Ольга Александровна, канд. физ.-мат. наук, старший преподаватель кафедры криптографических средств защиты информации и математических основ криптологии филиала Военной академии связи в г. Краснодар; e-mail: culish_olga@mail.ru.

³Яковенко Николай Андреевич, д-р. техн. наук, профессор кафедры оптоэлектроники Кубанского государственного университета; e-mail: yna@phys.kubsu.ru.

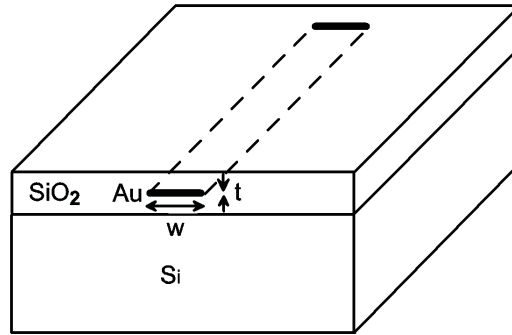


Рис. 1. Схема оптического плазмонного полоскового волновода

где H_x — поперечная компонента магнитного поля, k_0 — волновой вектор вакуума, $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения в вакууме, $n = n(x, y)$ — распределение показателя преломления в поперечном сечении волноводной структуры, β — константа распространения волноводной моды. Расчет проводился методом конечных разностей. Специально подобранная формулировка волнового уравнения позволяют провести его прямую дискретизацию без необходимости отдельного введения условий непрерывности на границах раздела различных сред [3]. Уровень затухания направленной волны определялся по мнимой части константы распространения β_i

$$\alpha = 2 \cdot 10^5 \lg e \cdot \beta_i.$$

Расчет проводился методом конечных разностей с неоднородной сеткой. Разностное уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{4}{\Delta x_{i+1} + 2\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \times \\ & \quad \times \left\{ \frac{2}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} H_x(i+1, j) - \right. \\ & \quad \left[\frac{2}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} + \frac{2}{\Delta x_{i-1} + \Delta x_i} \right] H_x(i, j) + \\ & \quad \left. + \frac{2}{\Delta x_{i-1} + \Delta x_i} H_x(i-1, j) \right\} + \\ & + \frac{4}{\Delta y_{j+1} + 2\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} \left[\frac{n^2(i, j)}{n^2(i, j+1/2)} \times \right. \\ & \quad \times \frac{2}{\Delta y_{j+1} + \Delta y_j} H_x(i, j+1) - \\ & \quad \left. - \left(\frac{n^2(i, j)}{n^2(i, j+1/2)} \frac{2}{\Delta y_{j+1} + \Delta y_j} + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \frac{n^2(i, j)}{n^2(i, j-1/2)} \frac{2}{\Delta y_{j-1} + \Delta y_j} \right) H_x(i, j) + \right. \end{aligned}$$

$$\left. + \frac{n^2(i, j)}{n^2(i, j-1/2)} \frac{2}{\Delta y_{j-1} + \Delta y_j} E_x(i, j-1) \right] + \\ + k_0^2 n^2(i, j) H_x(i, j) = \beta^2 H_x(i, j),$$

где использованы следующие обозначения: шаг дискретизации по оси OX $\Delta x_i = x_{i+1} - x_i$, шаг дискретизации по оси OY $\Delta y_i = y_{i+1} - y_i$, $H_x(i, j)$ — неизвестные значения проекции электрического поля в узлах сетки с индексами $\{i, j\}$, $n(i, j)$ — значение показателя преломления в этих же узлах.

На основе данной методики был проведен расчет параметров длиннопробежной плазмонной моды прямого канального полоскового волновода.

Для расчета параметров плазмонного канального волновода были приняты следующие параметры: ширина пленки золота $w=10$ мкм, показатель преломления золота $0,5591 + 9,8098i$ при длине волны $1,55$ мкм, показатель преломления оболочки волновода (слой оксида кремния) — $1,44$. Был построен график зависимости потерь длиннопробежной ТМ-поляризованной плазмонной моды волновода от толщины металлической пленки (рис. 2).

Как видно из графика, потери основной моды волновода при толщине пленки в десять нанометров являются достаточно малы, менее 1 дБ/см, что делает данный волновод пригодным для построения интегрально-оптических схем.

На рис. 3 приведен контурный график распределения напряженности магнитного поля в поперечном сечении волновода, построенный для волновода толщиной, равной 10 нм.

Эффективный размер пятна моды по уровню $1/e$ составляет 12 мкм (по оси OX); 20 мкм (по оси OY). Указанные размеры

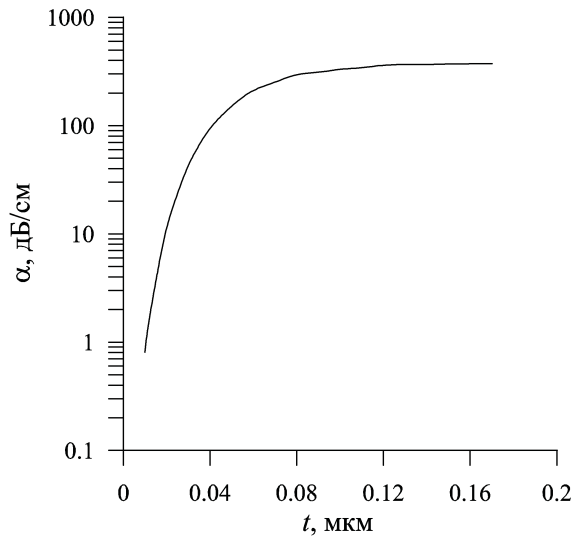


Рис. 2. График зависимости уровня потерь плазмонного полоскового волновода от толщины металлической пленки

позволяют осуществлять ввод и вывод оптического излучения с минимальными потерями посредством стандартного одномодового световода SMF-28, применяемого в системах волоконно-оптической связи.

Расчет элементов плазмонной полосковой интегральной нанооптики на основе структур диэлектрик-металл-диэлектрик базировался на применении конечно-разностного метода распространяющегося пучка в параксиальном приближении. ТМ-поляризованная волна описывается волновым уравнением для поперечной компоненты магнитного поля H_x

$$2ik_0n_0 \frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + n^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) + k_0^2 (n^2 - n_0^2) H_x,$$

где введена аппроксимация медленно меняющегося волнового пакета. В уравнении n_0 — средний показатель преломления волнового пакета. Для решения уравнения и построения картины распространения направленной волны была использована неявная конечно-разностная схема Крэнка-Николсона. По поперечным координатам дискретизация проводилась по той же схеме, что была использована для уравнения, описывающего свойства мод волновода. Использовалось условие «прозрачной» границы для подавления отражения рассеянного излучения от границ вычислительного окна [6].

Следует отметить, что плазмонные полосковые волноводы являются слабонаправ-

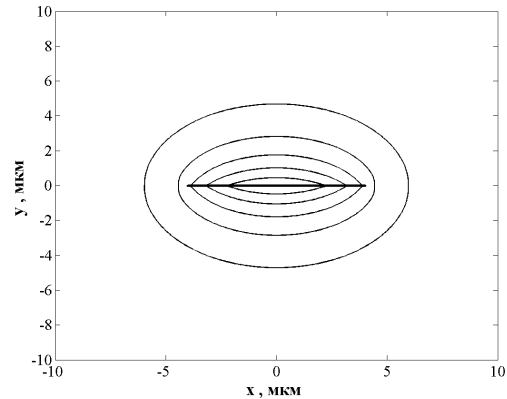


Рис. 3. Распределение напряженности магнитного поля фундаментальной моды в поперечном сечении плазмонного полоскового волновода

ляющими. Приращение показателя преломления эквивалентного планарного волновода Δn ($\Delta n = k_0\beta - n_s$, n_s — показатель преломления среды, окружающей пленку золота) составляет для указанных выше параметров волноводного полоскового канала всего 0,0006. Поэтому интегрально-оптические компоненты на их основе будут требовать малых углов разветвлений и очень плавных S-изгибов.

С применением метода распространяющегося пучка [7] был рассчитан Y-разветвитель оптических сигналов на основе плазмонных полосковых линий. Предварительно построена картина распространения оптической волны в прямолинейном волноводном канале для проверки устойчивости метода распространяющегося пучка для волноводов из материалов, обладающих собственным поглощением. На рис. 4 показано распространение оптической волны в канальном плазмонном волноводе с параметрами, для которых производился расчет модовой структуры (ширина пленки золота 10 мкм, толщина пленки 10 нм, рабочая длина волны 1,55 мкм).

Длина распространения для расчета специально выбрана равной 3 см, так как согласно расчету параметров моды именно на этом расстоянии мощность, переносимая оптической волной, уменьшается в два раза. Расчет методом распространяющегося пучка подтвердил этот результат — потери световой энергии на этом расстоянии составляют именно 3 дБ.

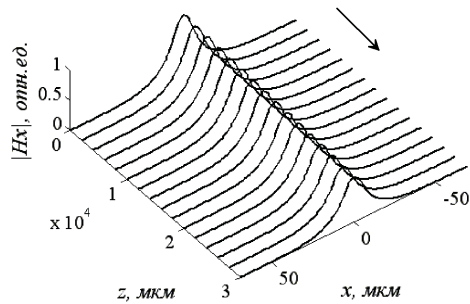


Рис. 4. Картина распространения направленных волн в плазмонном полосковом прямолинейном канале

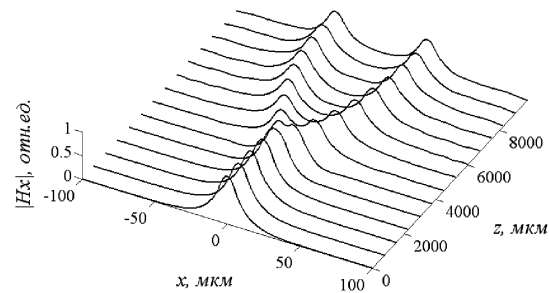


Рис. 5. Картина распространения оптического излучения в полосковом Y-разветвителе

Далее была построена картина распространения оптического излучения в Y-разветвителе на основе полосковых плазмонных волноводных S-изгибов (рис. 5).

Параметры волноводной структуры: общая длина Y-разветвителя 10 000 мкм, длина S-изгибов 8 000 мкм, длина входных и выходных прямолинейных сегментов по 1 000 мкм. Расстояние между выходными каналами 60 мкм. При указанных параметрах общие вносимые потери составляют 1 дБ. В эту величину входят как потери на поглощение в волноводе, так и радиационные потери на изгибах. При более малом расстоянии между каналами потери снижаются: при расстоянии между каналами 40 мкм они составляют 0,6 дБ. Эквивалентный угол разветвления составляет для расстояния между каналами 60 мкм — $0,4^\circ$, для расстояния 40 мкм — $0,3^\circ$.

Предложенная методика позволяет рассчитывать и другие базовые компоненты волноводной нанооптики.

Таким образом, на основе полосковых плазмонных волноводов может быть создана базовая система волноводных компонентов передачи и разделения оптических сигналов.

Литература

1. Stockman M.I. Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into future // Optics Express. 2011. Vol. 19. No. 22. P. 22029–22106.
2. Maier S.A. Plasmonics: the promise of highly integrated optical devices // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2006. Vol. 12. No. 6. P. 1671–1677.
3. Boltasseva A., Nikolajsen T., Leosson K., Kjaer K., Larsen M.S., Bozhevolnyi S.I. Integrated optical components utilizing long-range surface plasmon polaritons // Journal of Lightwave Technology. 2005. Vol. 23. No. 1. P. 413–422.
4. Charbonneau R., Scales C., Breukelaar I., Fafard S., Lahoud N., Mattiussi G., Berini P. Passive integrated optics elements based on long-ranging surface plasmon polaritons // Journal Lightwave Technol. 2006. Vol. 24. No. 1. P. 477–494.
5. Lee W.J., Kim J.E., Park H.Y., Park S., Lee J.M., Kim M., Ju J.J., Lee M.H. Enhanced Transmission in a Fiber-Coupled Au Stripe Waveguide System // IEEE Photonics Technology Letters. 2010. Vol. 22. No. 2. P. 100–102.
6. Huang W.P., Xu C.L. Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1993. Vol. 29. No. 12. P. 2639–2649.
7. Hadley R.G. Transparent boundary condition for beam propagation method // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1992. Vol. 28. No. 1. P. 363–370.

Ключевые слова: нанооптика, интегральная оптика, поверхностные плазмоны.