

УДК 621.383

РАСЧЕТ БАЗОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПЛАЗМОННОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ НАНООПТИКИ¹*Векшин М. М.², Яковенко Н. А.³*

SIMULATION OF BASIC ELEMENTS OF PLASMON INTEGRATED NANOOPTICS

Vekshin M. M., Yakovenko N. A.

Simulation of basic elements of plasmon integrated nanooptics Finite-difference time-domain method (FDTD) based on direct solution of Maxwell equations is applied to simulate plasmon integrated optics elements. Parameters of various waveguide nanostructures are estimated, e.g. straight channel waveguide, S-bend, Y-splitter, directional coupler, 90°-bend waveguide and T-splitter. Energy losses of the fundamental mode are 0.8 dB/mcm, additional losses caused by the change of propagation direction are less than 0.5 dB.

Введение

Плазмонные волны в металлодиэлектрических наноразмерных средах являются в последнее время объектом интенсивных исследований, направленных на построение новой элементной базы фотоники, в которой может осуществляться волноводный режим далеко за дифракционным пределом.

В настоящей работе исследуются волноводные конфигурации элементов передачи и разделения оптической мощности, используемые в интегральной оптике (прямых и изогнутых канальных волноводов, направленных ответвителя, Y- и T-разветвителей), с применением щелевых плазмонных металлодиэлектрических волноводов. Исследование проводится путем расчета процессов распространения и уровня затухания направленных волн в плазмонных наноструктурах прямым решением уравнений Максвелла методом пространственно-временной конечно-разностной дискретизации (FDTD).

Оптический нановолновод представляет собой две сверхтонкие полоски металла, разделенные наноразмерной воздушной щелью, расположенные на подложке из плавленого кварца (рис. 1).

Интерес к подобного рода оптическим наноструктурам в последнее время резко возрос,

так как на их основе возможно создание многоканальных интегрально-оптических схем с высокой степенью интеграции [1], являющихся частью микроэлектронных схем с функциональными элементами наноразмерного масштаба. Традиционное применение печатных проводников для передачи электрических сигналов уменьшает быстродействие любой электронной схемы. Функции передачи информации между различными частями схемы (чипа) могут осуществляться на оптическом уровне плазмонные волноводы, обеспечивая сверхскоростной режим работы [2].

1. Расчет пространственно-временной картины распространения волн в плазмонных наноструктурах

Расчет элементов плазмонной интегральной нанооптики базировался на использовании модифицированного численного FDTD-метода во временной области, с учетом дисперсионных эффектов металлов (модель Друде), и конечно-элементного метода модового анализа в частотной области.

Расчеты проводились следующим образом: определялась модовая структура плазмонного щелевого канала и затухание рабочей моды, а затем для всей волноведущей структуры моделировалась пространственно-временная кар-

¹Работа выполнена при поддержке РФФИ и Администрации Краснодарского края (06-02-96640-р_юг_а).

²Векшин Михаил Михайлович, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры оптоэлектроники Кубанского государственного университета.

³Яковенко Николай Андреевич, д-р. техн. наук, профессор кафедры оптоэлектроники Кубанского государственного университета.

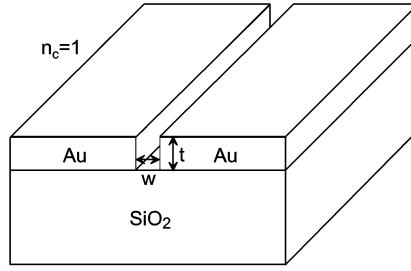


Рис. 1. Оптический плазмонный субмикронный волновод — щелевая линия

тина прохождения распространения направленной волны. Источником поля возбуждения волн в щелевой линии служила плоская ТМ-поляризованная волна.

Расчет модовой структуры плазмонных волноводов проводился путем решения полного векторного волнового уравнения в частотной области методом конечных элементов с применением специальных тангенциальных элементов для подавления ложных решений [3]. Уровень затухания направленной волны определялся по мнимой части константы распространения.

Основной алгоритм расчета, направленный на построение картины распространения плазмонной волны, сводился к численному анализу волнового процесса, описываемому уравнениями Максвелла в неоднородной металлодиэлектрической дисперсионной среде [4]

$$\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \text{rot } \mathbf{H} - \mathbf{J},$$

$$\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\text{rot } \mathbf{E},$$

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = -\Gamma_D \mathbf{J} + \varepsilon_0 \omega_D^2 \mathbf{E},$$

где \mathbf{H} , \mathbf{E} , \mathbf{J} — вектора напряженности магнитного, электрического поля и плотности тока, соответственно; ε_0 , μ_0 — электрическая и магнитная проницаемость вакуума. Параметры диэлектрической константы, релаксационной постоянной, плазменной частоты ε_∞ , Γ_D , ω_D соответствуют модели дисперсии Друде, определяющей диэлектрическую проницаемость металла ε_D на частоте ω

$$\varepsilon_D = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_D^2}{\omega^2 + i\Gamma_D \omega}.$$

Для расчета двумерной картины распространения плазмонных ТМ-поляризованных волн исходная система уравнений упрощается и в

декартовой системе координат представляется следующим образом:

$$\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - J_x,$$

$$\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial x} - J_y,$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right),$$

$$\frac{\partial J_x}{\partial t} = -D J_x + \varepsilon_0 \omega_D^2 E_x,$$

$$\frac{\partial J_y}{\partial t} = -D J_y + \varepsilon_0 \omega_D^2 E_y,$$

где H_z , E_x , E_y , J_x , J_y — компоненты векторов напряженности магнитного, электрического поля и плотности тока, соответственно.

Применялся метод FDTD (конечно-разностной дискретизации уравнений Максвелла [5]), согласно которому производилось рекуррентное вычисление компонент электрического и магнитного поля в пределах вычислительного окна

$$\begin{aligned} E_x|_{i,j}^n &= E_x|_{i,j}^{n-1} + \\ &+ C_y^E|_{i,j} \left(H_z|_{i,j}^{n-1/2} - H_z|_{i,j-1}^{n-1/2} \right) - \\ &- \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty|_{i,j}} J_x|_{i,j}^{n-1/2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_y|_{i,j}^n &= E_y|_{i,j}^{n-1} - \\ &- C_x^E|_{i,j} \left(H_z|_{i,j}^{n-1/2} - H_z|_{i-1,j}^{n-1/2} \right) - \\ &- \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty|_{i,j}} J_y|_{i,j}^{n-1/2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_z|_{i,j}^{n+1/2} &= H_z|_{i,j}^{n-1/2} + \\ &+ C_y^H|_{i,j} \left(E_x|_{i,j+1}^n - E_x|_{i,j}^n \right) - \\ &- C_x^H|_{i,j} \left(E_y|_{i+1,j}^n - E_y|_{i,j}^n \right), \end{aligned}$$

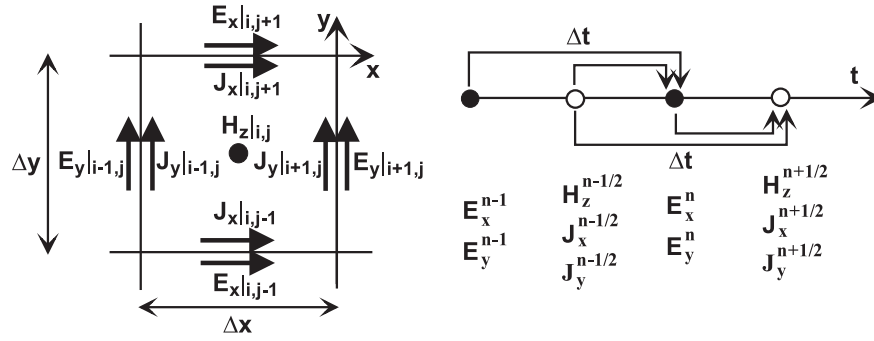


Рис. 2. Схема пространственно-временной дискретизации уравнений Максвелла в дисперсионной среде по методу FDTD

$$J_x|_{i,j}^{n+1/2} = \frac{2 - \Gamma_D \Delta t}{2 + \Gamma_D \Delta t} J_x|_{i,j}^{n-1/2} + \frac{2\varepsilon_0 \omega_D^2 \Delta t}{2 + \Gamma_D \Delta t} E_x|_{i,j}^n,$$

$$J_y|_{i,j}^{n+1/2} = \frac{2 - \Gamma_D \Delta t}{2 + \Gamma_D \Delta t} J_y|_{i,j}^{n-1/2} + \frac{2\varepsilon_0 \omega_D^2 \Delta t}{2 + \Gamma_D \Delta t} E_y|_{i,j}^n,$$

где коэффициенты C_x^E , C_y^E , C_x^H , C_y^H определяются следующим образом:

$$C_x^E|_{i,j} = \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\infty}|_{i,j} \Delta x}, \quad C_y^E|_{i,j} = \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\infty}|_{i,j} \Delta y},$$

$$C_x^H|_{i,j} = \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x}, \quad C_y^H|_{i,j} = \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y}.$$

Расположение узлов пространственно-временной дискретизации компонент полей и плотности тока указано на рис. 2; Δx , Δy , Δt — шаги дискретизации. Значения напряженности магнитного поля и плотности тока рассчитываются в одни и те же моменты времени. Значения компонент напряженности электрического поля и плотности тока рассчитываются в одних и те же узлах пространственной сетки. Выборка значений диэлектрической константы ε_{∞} производится в тех же узлах дискретизации, при этом в пределах ячейки дискретизации это значение принимается постоянным.

В схеме расчета используется не само значение диэлектрической проницаемости ε_D , а определяющие ее величины ε_{∞} , Γ_D , ω_D . Следует отметить, что действительная часть диэлектрической проницаемости металлов, обладающих способностями поддерживать плазмонные волны, является отрицательной величиной, и прямая подстановка значения проницаемости в дискретизированные, согласно

методу FDTD, уравнения Максвелла без введения дополнительных условий, характеризующих физические процессы в дисперсионной среде, приводят к численной неустойчивости временного итерационного цикла и получению некорректных результатов.

При вычислениях учитывалось, что допустимый шаг временной дискретизации зависит от плотности пространственной сетки согласно критерию Куранта [5]

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{\max}} \left(\left(\frac{1}{\Delta x} \right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y} \right)^2 \right)^{-1/2},$$

где v_{\max} — максимальная фазовая скорость волны.

Для подавления выходящего излучения по периметру области вычислений вводились искусственные граничные условия с идеально согласованным слоем (PML — perfectly matched layer). Применение такого рода граничных условий сводится к расположению вдоль внешней границы области поглощающего материала с искусственной магнитной и электрической проводимостью. Данные условия видоизменяют исходные уравнения в области поглощающих слоев и расчет распространения ТМ-поляризованных волн необходимо проводить для двух субкомпонент магнитного поля [6].

2. Результаты расчетов

Проведен расчет параметров фундаментальной моды плазмонного щелевого нановолновода. На рис. 3 показано распределение напряженности магнитного поля фундаментальной моды в поперечном сечении плазмонного щелевого волновода. Его параметры (согласно рис. 1): высота t и ширина w щели — 100 нм, длина волны $\lambda = 1,55$ мкм. На указанной длине волны показатель преломления золота

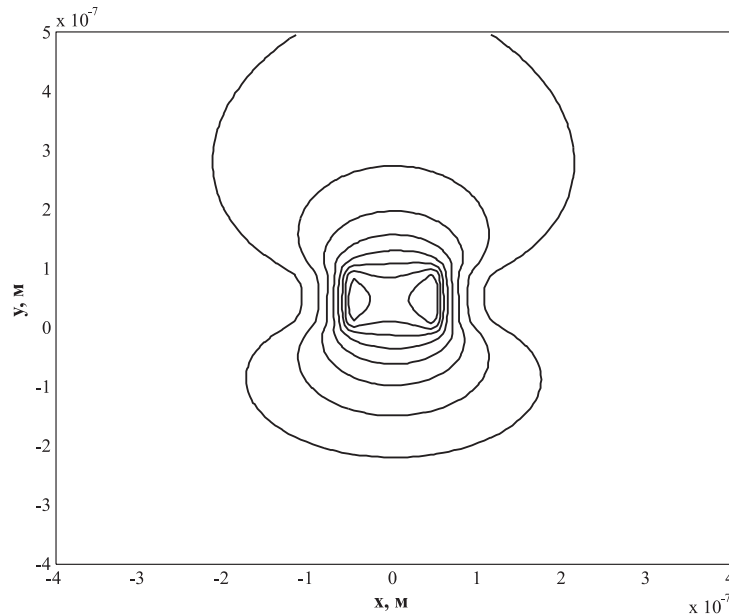


Рис. 3. Распределение напряженности магнитного поля фундаментальной моды в поперечном сечении плазмонного щелевого волновода

$0,5591 + 9,8098i$; показатель преломления подложки из плавленного кварца 1,44; покровная среда и волноводная щель — воздух с показателем преломления 1,0.

Для данных параметров расчетное затухание плазмонной волны составляет 0,7 дБ/мкм. Такой уровень затухания является изначально допустимым для конструирования различных волноводных элементов и устройств, в которых предполагается распространение излучения на десятки микрометров. Уменьшение размеров волновода до 50 нм и 25 нм при отношении $w/t = 1$ приводит к увеличению потерь до 1,1 дБ/мкм и 2,1 дБ/мкм, соответственно.

По графику можно судить о высоком уровне локализации излучения за дифракционным пределом в области щели. Также видно, что излучение частично выходит в области подложки и покровного воздушного слоя. Волновод даже без учета специфики плазмонного эффекта будет волноводом с утечкой энергии, так как имеет воздушную сердцевину. Подбором диэлектрического материала сердцевины и формы щели потери на распространение могут быть снижены.

Следует отметить, что поперечные размеры волновода более чем в 10 раз меньше длины электромагнитной волны.

Используя данную волноводную конфигурацию, рассчитаны волноводные элементы — изгибы и разветвители, используемые в интегрально-оптических схемах для пере-

дачи информационных сигналов. Возможный дополнительный источник потерь в таких схемах связан с продольно-неоднородным характером распространения излучения.

Для построения пространственно-временной картины распространения направленных ТМ-волн в различных схемах использовалось общее вычислительное окно максимальным размером 10×10 мкм, шаг пространственной дискретизации 0,015 мкм ($\lambda/100$), что обеспечивает точность расчетов на уровне 1% [5]. Значения диэлектрической константы, релаксационной постоянной и плазменной частоты ϵ_∞ , Γ_D , ω_D — 3,7, $9,617 \cdot 10^{13}$ Гц, $1,346 \cdot 10^{16}$ Гц, соответственно. Коэффициент отражения РМЛ-слоя — 10^{-10} .

На рис. 4 и рис. 5 представлена картина распространения плазмонной ТМ-волны (контуры напряженности магнитного поля) поля в нановолноводных структурах: прямом канале, S-изгибе и Y-разветвителе. Ширина каналов 100 нм, длина волны 1,55 мкм. Особой разницы между распространением излучения в прямом канале и в изогнутых каналах найдено не было: общий уровень потерь энергии был примерно одинаковым, различие не превышало 1%.

На рис. 6 и рис. 7 показана аналогичная картина распространения плазмонной ТМ-поляризованной волны (контуры напряженности магнитного поля) поля в нановолноводных структурах: 90° -изгибе и T-разветвителе. Ши-

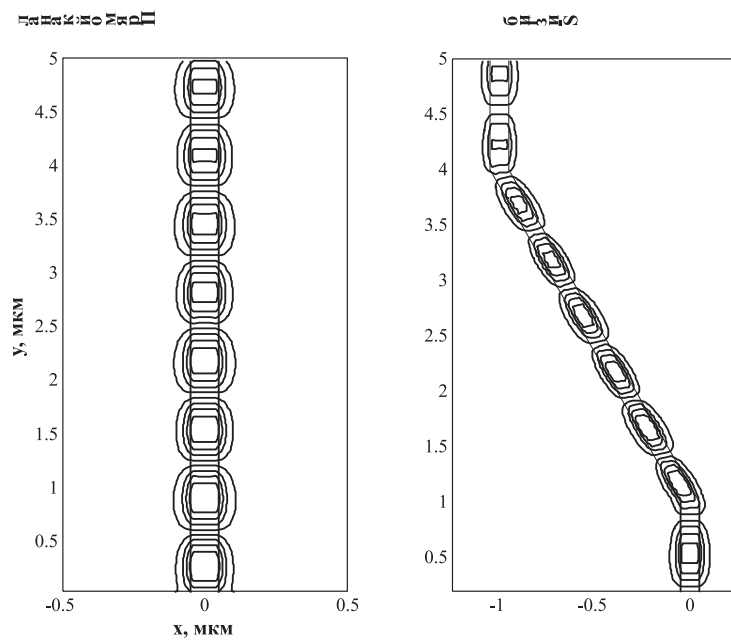


Рис. 4. Картина распространения ТМ-поляризованного оптического излучения (контуры напряженности магнитного поля) в оптических плазмонных нановолноводных структурах: прямом канале и S-изгибе

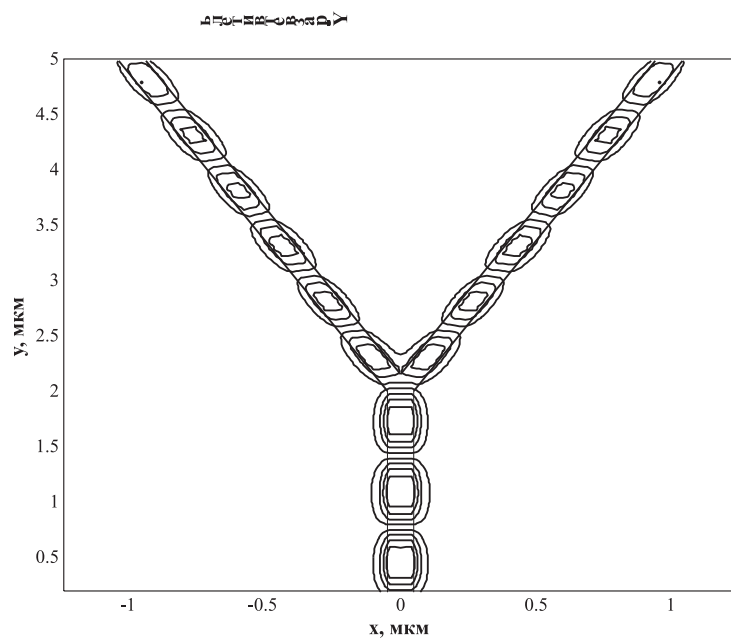


Рис. 5. Картина распространения ТМ-поляризованного оптического излучения (контуры напряженности магнитного поля) в оптическом плазмонном Y-разветвителе

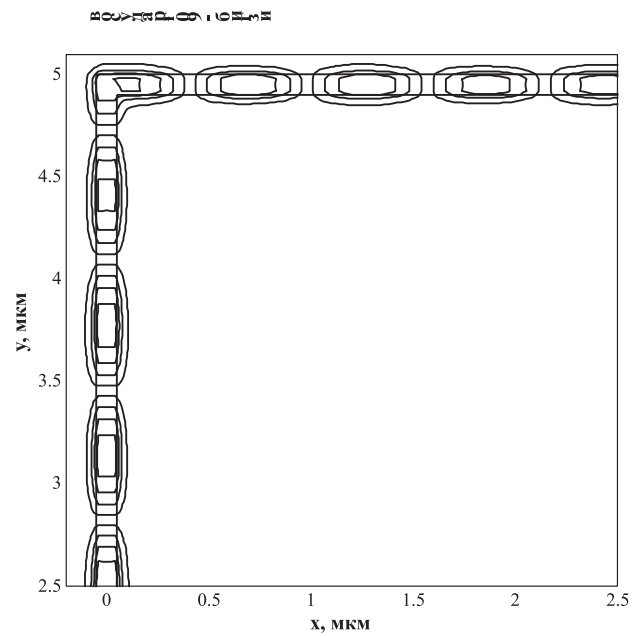


Рис. 6. Картина распространения ТМ-поляризованного оптического излучения (контуры напряженности магнитного поля) в оптическом плазмонном 90° -изгибе

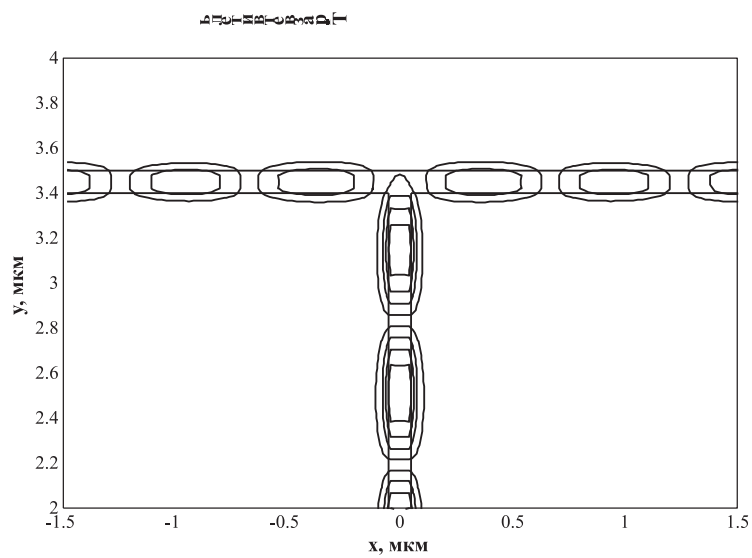


Рис. 7. Картина распространения ТМ-поляризованного оптического излучения (контуры напряженности магнитного поля) в оптическом плазмонном Т-разветвителе

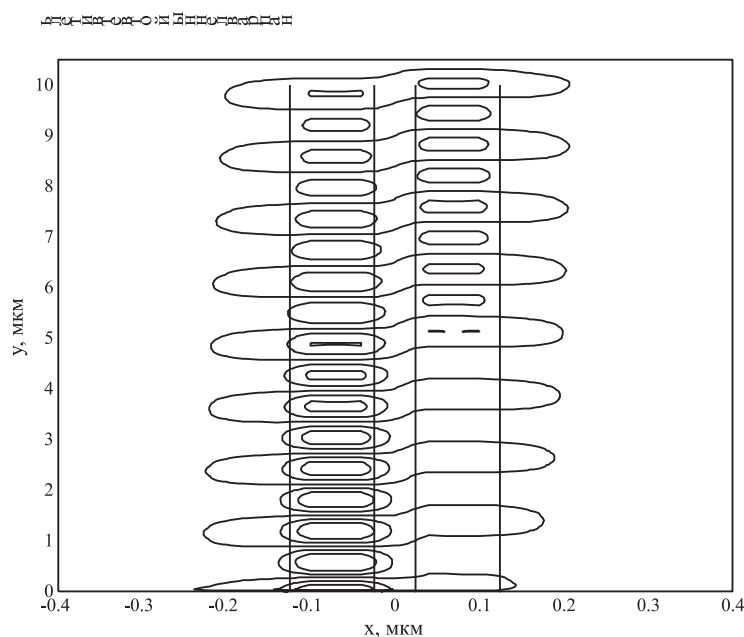


Рис. 8. Картина распространения ТМ-поляризованного оптического излучения (контуры напряженности магнитного поля) в плазмонном волноводном направленном ответвителе

рина каналов 100 нм, длина волны 1,55 мкм. Избыточные потери в схемах за счет резкого изменения направления распространения составили около 10% (0,5 дБ).

Все рассчитанные схемы являются широкополосными: варьирование рабочей длины волны (с учетом дисперсии металла) в диапазоне 1 мкм – 1,6 мкм не изменяло общего уровня вносимых потерь в волноводных структурах. Таких спектральных свойств у элементов традиционной интегральной оптики нет.

На рис. 8 представлено распространение плазмонной волны и деление оптического сигнала на 2 равные части в волноводном направленном ответвителе. Параметры ответвителя: ширина каналов 100 нм, расстояние между каналами 50 нм. Интересно отметить классический факт направленной связи: разность фаз направленных волн в обоих каналах составляет $\pi/2$, что видно по графику.

Таким образом, уровень затухания плазмонного целевого нановолновода позволяет передавать информационные сигналы на десятки микрометров. На его основе могут создаваться различные схемы передачи и разделения оптической мощности и сигналов, при этом допустимы резкие 90°-изгибы при при-

емлемом уровне дополнительных потерь энергии.

Литература

1. 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.
2. Ozbay E. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions // Science. 2006, Vol. 311. P. 189–193.
3. Koshiba M., Tsuji Y. Curvilinear hybrid edge/nodal elements with triangular shape for guided-wave problems // Journal of Lightwave Technology. 2000. Vol. 18. No. 5. P. 737–743
4. Gray S.K., Kupka T. Propagation of light in metallic nanowire arrays: finite-difference time-domain studies of silver cylinders // Physical Review. B. 2003. Vol. 68, No. 8. P. 045415(1)–045415(11).
5. Taflov K., Hagness S.C. Computational electrodynamics. NY: Artech House, 2005. 854 p.
6. Berenger J.-P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // Journal of Computational Physics. 1994. Vol. 114. No. 2. P. 185–200.