

文章编号:1004-4213(2011)12-1793-6

数值模拟二维间隙表面等离子波导传输特性

李继军¹,汪国平²

(1 长江大学 物理科学与技术学院,湖北 荆州 434023)

(2 武汉大学 物理科学与技术学院,武汉 430072)

摘 要:利用表面等离子激元的新颖特性,设计了二维间隙表面等离子波导.以这种结构为基础通过变形和组合形成 90°直角弯曲波导、T 型光功率分配器和光开关,采用时域有限差分法研究了它们的传输特性.结果表明:不同于介质光波导的弯曲损耗来自于辐射泄漏,90°直角弯曲间隙表面等离子波导的能量损耗主要来自于金属中的欧姆热损耗.在间隙达到 40 nm 以上后,当直行段的长度适当时,弯曲段的透射率较相同长度的直波导的透射率要大.T 型光功率分配器在两输出波导的间隙宽度比达到 0.6 及以上时,不同于传统介质波导的分光原则,能量主要沿等效折射率较小的输出臂流出.当两输入光的相位反相时,T 型光开关处于输出截止的状态,当两输入光的相位同相时,T 型光开关处于输出导通的状态.所有波导间隙均小于衍射极限,实现了超衍射极限传播,可用于未来超大规模集成光路中.

关键词:集成光学;表面等离子波导;时域有限差分法;传输特性

中图分类号: TN252

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20114012.1793

0 引言

飞速发展的光通信技术以及逐步拓宽的应用领域大大促进了集成光子器件的研究与发展.与电子器件相比,介质光子器件的传输性能具有大带宽、高速率的优点,但是,目前介质光子器件还存在体积大的缺点,无法在纳米芯片上发挥其高速与海量处理信息的优势.阻碍传统光子器件微小化的一个重要原因是电磁波的衍射极限,它限制了介质光子器件的最小横向尺寸只能在波长数量级^[1].然而,利用表面等离子激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs)的波导能够克服这种困难^[2],使波导的横向尺寸达到亚波长,采用这种波导构建的光子器件可以实现集成光路的纳米化.SPPs 是电磁波与金属表面的自由电子之间相互作用而形成的沿金属-介质界面传播的表面波,在垂直于传播方向上,电磁场的振幅呈指数衰减,在金属中的趋肤深度只有几十纳米.由于具有这些新奇的特点,基于表面等离子激元的波导成为近些年的一个研究热点.例如 Kazuo Tanaka 和 Masahiro Tanaka 在 2003 年提出 SPGW,并利用它在入射波长为 532 nm 时实现了信号的定向传输功能^[3],J. A. Dionne 等人在 2006 年提出了

plasmon slot waveguides,并研究了该波导的传输性能与入射波长的关系,结果表明利用 SPPs 可以实现芯片级别上的信号传输^[4].Z. Kang 和 G. P. Wang 在 2008 年利用 MGW 结构实现了滤波的功能^[5].此外还有一些分束器^[6-8]、滤波器^[9-11]、布喇格反射器^[12-13]、定向耦合器^[7,9,14-16]和马赫-曾德干涉仪^[6,16]均是利用 SPPs 实现对光的控制.

本文在二维空间设计了一种基于 SPPs 的间隙波导.研究了在入射波长为 632.8 nm 时,该波导的模式等效折射率、功率损耗和传播长度与间隙宽度的关系.为实现能量的定向传输和分配以及开关功能,本文采用间隙表面等离子波导构造了 90°直角弯曲波导、T 型光功率分配器和 T 型光开关并利用时域有限差分法(Finite-Difference Time-Domain, FDTD)分析了上述三种纳米光子器件的传输性能与波导几何参量之间关系.

1 理论分析

两块无限大金属平板相隔一定距离 w 形成如图 1(a)所示的波导结构,金属的介电常量为 ϵ_m ,金属之间填充的电介质的介电常量为 ϵ_d .根据导波光学理论可知,当金属板间隙 w 为纳米数量级时,该

基金项目:湖北省教育厅科研项目(No. B20111304)资助

第一作者:李继军(1972-),男,硕士,讲师,主要研究方向为表面等离子体光波导. Email: jili@yangtzeu.edu.cn

收稿日期:2011-08-23;修回日期:2011-10-03

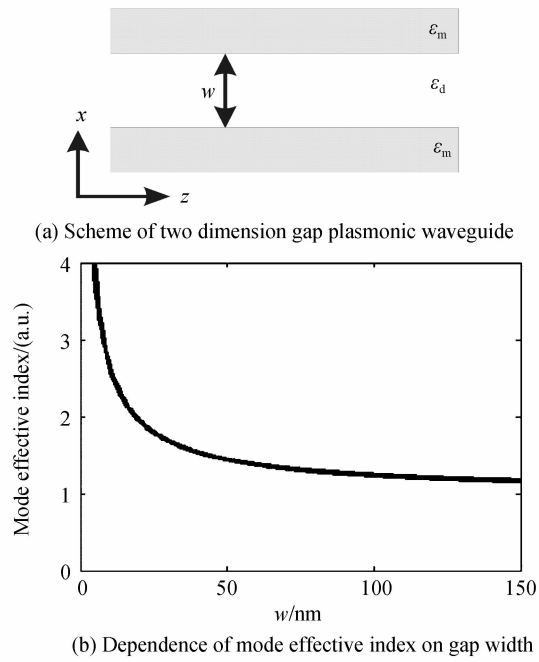


图1 波导结构及等效折射率随间隙宽度的变化
Fig. 1 The scheme of waveguide and mode effective index structure中只有 TM_0 模存在, 其实质是两个金属-介质表面的 SPPs 对称耦合形成的^[6]. 该模式的色散方程为

$$\frac{\epsilon_d \gamma}{\epsilon_m \kappa} = \frac{1 - \exp(\kappa w)}{1 + \exp(\kappa w)}$$

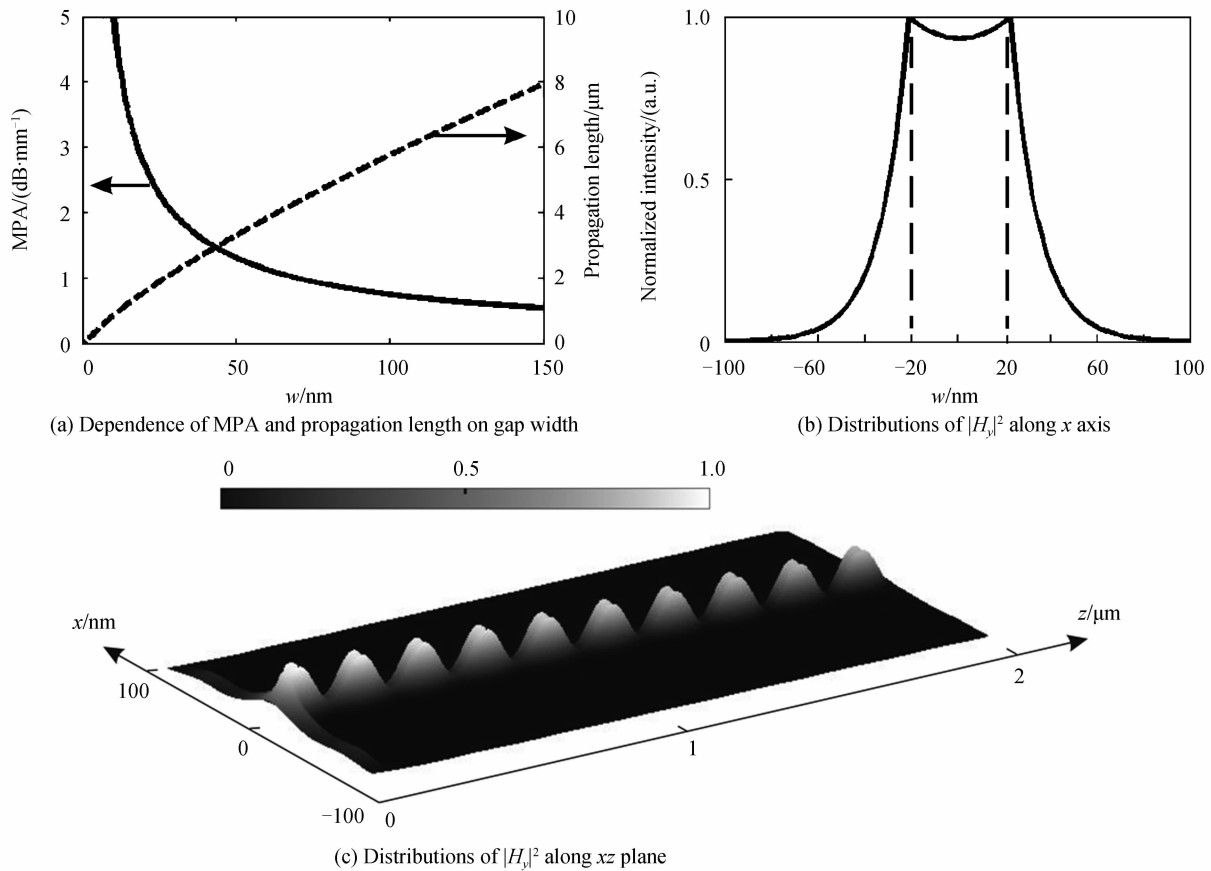


图2 模式衰减和传播长度随间隙宽度的变化及场分布
Fig. 2 Dependence of MPA and propagation length on gap width, and field profile

式中 $\gamma = \sqrt{\beta^2 - \epsilon_m k_0^2}$, $\kappa = \sqrt{\beta^2 - \epsilon_d k_0^2}$, β 是间隙中导波的传播常量, k_0 是入射光在真空中的波矢. 为研究本文所设计的波导在可见光波段的传输特性, 模拟所用入射光波长为 632.8 nm, 金属为银, 在该波长下的介电常量为 $\epsilon_m = -15.86 + 1.08j$ ^[17], 介质为空气, $\epsilon_d = 1$. 利用牛顿迭代法在复平面上求解色散方程即可得到波导的等效折射率的实部 $n_{eff} = \beta/k_0$ 与间隙宽度 w 的关系, 如图 1(b) 所示, 图中曲线即为 n_{eff} 的实部. 可以看到, 随着波导间隙 w 的增大, 等效折射率的实部呈递减的趋势, 但是始终大于 1. 光波传输的相速度与等效折射率的实部成反比, 因此, 在波导中所传播的这种由 SPPs 所耦合而成的 TM_0 模的相速度要小于激发它的光波在真空中的速度. 同样, 该模式的波长也要小于激发它的光波在真空中的波长, 这就为实现超衍射极限提供了可能. 导模的传播常量存在非零的虚部 β_i , 本文用单位长度上的功率损耗 (Mode Power Attenuation, MPA) $MPA = 0.02 \log_{10} e^{\beta_i}$ (dB/mm) 来表示模式的传播损耗, 式中的 e 是欧拉数 (Euler's number). 定义导模的强度减小到原来的 $1/e$ 所传播的距离为传播长度 (Propagation length) $L = 1/2\beta_i$. 图 2(a) 是根据上述定义计算出来的 MPA 和 L 分别与波导间隙 w 的关系, 实线所表示的 MPA 随 w 的增大而减小, w 为

40 nm 时,MPA 是 1.58 dB/mm,在超小型、高集成芯片上,这个损耗是可以接受的.虚线表示传播长度 L 随 w 的增大而增大, w 为 40 nm 时, L 为 2.76 μm ,这个传播距离在微纳芯片上用于传播信号已经足够.图 2(c)是用 FDTD 模拟的 w 取 40 nm 时, XZ 平面上的磁场强度 $|H_y|^2$ 的分布,图 2(b)是波导截面上的磁场强度 $|H_y|^2$ 的分布,可以看到在金属中场强减小得非常快,根据穿透深度的定义^[18],计算表明在 632.8 nm 入射波长的情况下,间隙波导中场的穿透深度为 25 nm,磁场的能量主要在波导间隙中传播.

2 数值模拟

本文采用时域有限差分法(FDTD)计算间隙波导中的传输特性,FDTD 方法是将麦克斯韦方程组中的旋度方程在空间和时间坐标中离散,从而将旋度方程转化为差分方程进行求解的一种计算电磁学方法,当前被广泛地应用于纳米光子学的数值模拟中^[19].在本文的研究中,空间离散网格步长 $\Delta x = \Delta y = 2$ nm,时间步长 Δt 根据 Courant 稳定性条件取 $\Delta t = 1/2c$,其中 c 为光速.由于计算空间有限,在计算中引入完全匹配层(Perfectly Matched Layer)作为吸收边界条件来吸收计算边界处的入射波.

2.1 弯曲波导

弯曲间隙表面等离子波导结构如图 3(a)所示,间隙宽度 w 在转弯前后相同.定义弯曲波导在相对弯曲点前后各半个波长处的横截面上功率之比为弯曲波导的透射率,为了考虑弯曲对传播性能的影响,用波导中直线传播相同距离的透射率去除弯曲波导的透射率.图 3(c)是按照直线波导透射率归一化后的弯曲波导透射率随间隙宽度的变化.宽度在 40 nm 以下时,透射率在 1.0 上下波动,其中间隙宽度为 14 nm 时,透射率有一个异常的峰值,达到 1.54.原因在于,这种情况下,导波的波长为 132 nm,经过一段直线传播之后,电磁场的振幅正好在转弯处出现波峰,经转弯角区的散射,转弯后沿 x 轴方向的传播振幅较转弯前加强.由于介质波导在转弯处存在辐射损耗,这种现象在介质波导中是不存在的^[20].图 3(d)反映的就是 $w = 14$ nm 时波导中轴线上磁场振幅随传播距离的变化,图中虚线对应的横坐标是波导转弯点的位置,可以看到,在直线传播时,振幅逐渐衰减,但是在转弯处振幅明显有一个增强.图 3(b)是该情况下 xz 平面上的 $|H_y|^2$ 分布,明显地看到在转角处有一个峰值.归一化透射率小于 1 的情况是由于 z 轴方向直波导的尽头的反射引起转弯后的透射功率减小.波导宽度 w 在 40 nm

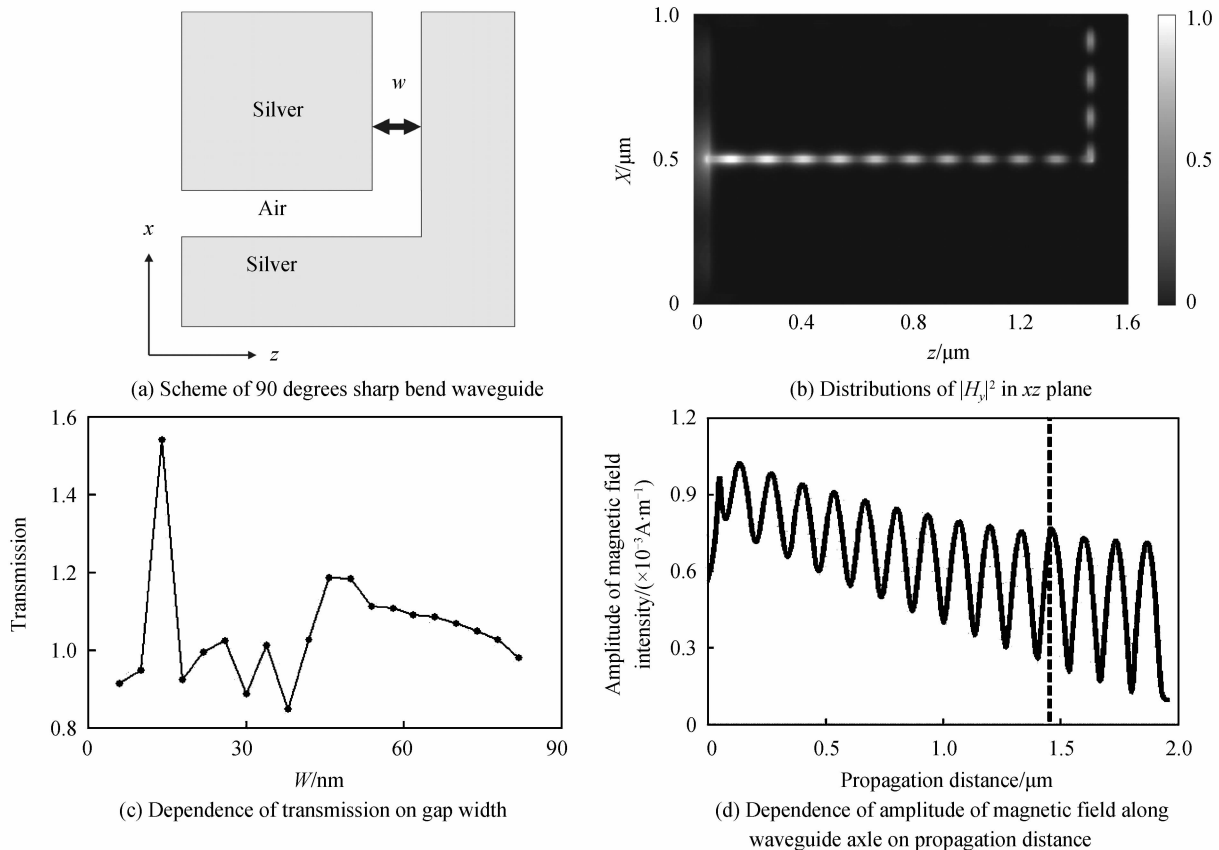


图 3 弯曲波导结构,透射率及场分布

Fig. 3 Scheme of bend waveguide, transmission and field profile

以上时,在本文的计算范围内,归一化透射率都大于1,但是随 ω 的增大而减小并趋近于1.图1(b)表明 ω 在60 nm以后等效折射率变化趋缓,因此这个区间导模的波长相差也不大,从而弯曲波导的透射率变化较小,如图3(c)所示.总体来讲,间隙表面等离子弯曲波导的性能要优于介质弯曲波导.

2.2 T型光功率分配器

为有别于Y型功率分配器的对称输出,根据间隙表面等离子波导的导模等效折射率与间隙宽度的关系,本文设计了一种T型光功率分配器来实现两相互垂直的输出,如图4(a)所示,该功分器由三个直波导组成,一个输入臂和两个输出臂.输出端port1的间隙宽度 $w_1=80$ nm,与输入臂波导间隙宽度相同,在模拟中 w_1 的值始终不变.输出端port2的间隙宽度为 w_2 ,在模拟中这个值的变化范围是8~160 nm,目的是调整两个输出臂的模式等

效折射率之比.图4(c)是输出端port2与port1的光功率之比与两输出臂的间隙宽度之比的关系.在 $w_2/w_1=0.9$ 时,两输出光功率之比为0.84,此后,该比值随两输出臂间隙之比的增大呈单调增大,更多得能量由port2输出.这与传统介质波导的分光情况是相反的,传统介质波导的能量更多的是传向等效折射率较高的输出臂.在 $w_2/w_1<0.9$ 的区间,两输出光功率之比表现为非单调的变化.出现这种变化的原因在于,三个臂相交区的等效折射率的变化很复杂,与 w_2 和 w_1 的比值没有一个单调变化的关系,从而导致该比值是0.5、0.6、0.7时更多的能量从port2输出,在 $w_2/w_1=0.6$,该比值达到3.65,图4(b)是这种情况下 xz 平面上的 $|H_y|^2$ 分布, w_2 和 w_1 的比值为其它的情况下,能量主要从port1输出.

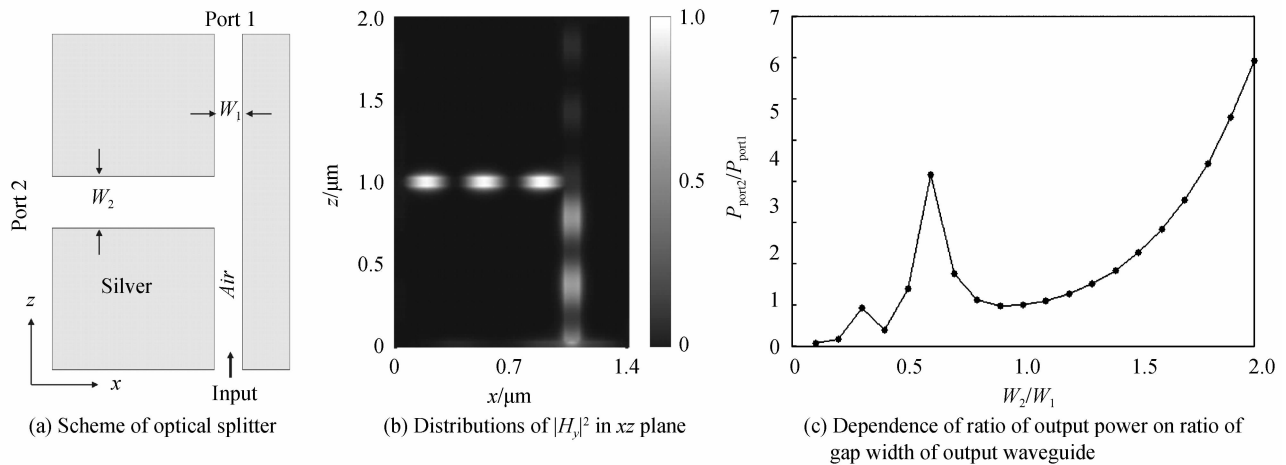
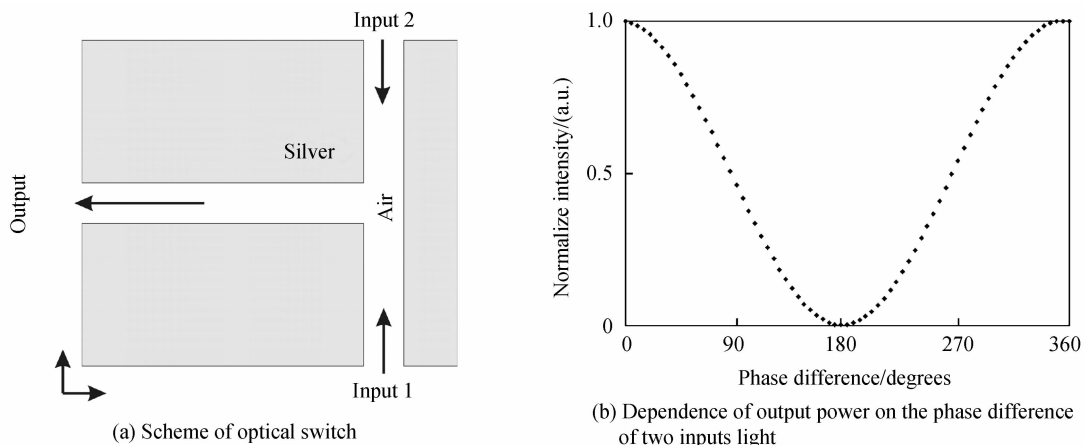


图4 光功率分配器结构,场分布及输出功率
Fig. 4 Scheme of optical splitter, field profile and output power

2.3 T型光开关

光开关结构如图5(a)所示,两输入臂长度相同,输出臂垂直连接在两输入臂的相遇处,两输入臂

和输出臂波导间隙宽度相同.在FDTD模拟中,两入口处的磁场强度相同,input1处的初相位保持为0,input2处的相位从零开始,相对于input1的相位



(b) Dependence of output power on the phase difference of two inputs light

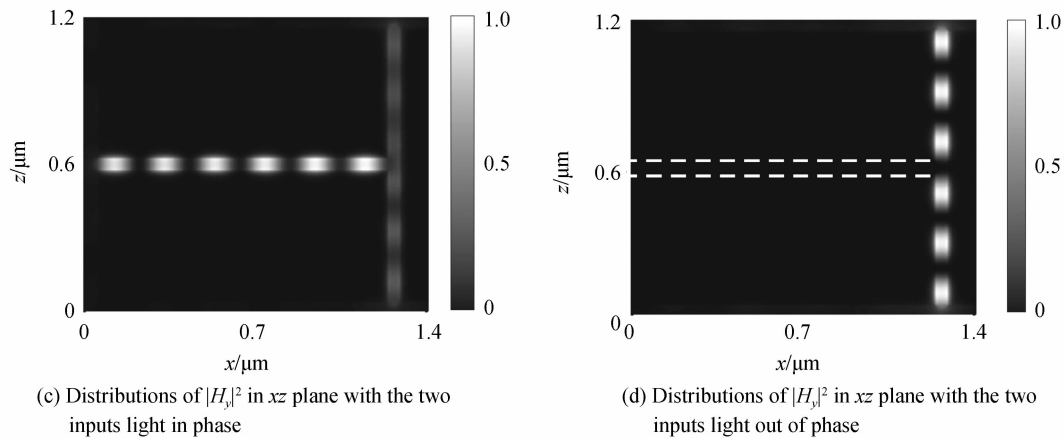


图5 光开关结构,输出功率与相差的关系及场分布

Fig. 5 Scheme of optical switch, dependence of output power on the phase difference of two inputs light and field profile

差每隔 5° 计算一次. 图 5(b) 是输出端归一化光功率与两输入光的相位差的关系, 可以明显的看到, 当两输入光反相, 即相位差为 180° 时, 输出端的光功率为零, 没有能量输出, 相当于光开关处于“关”的状态. 产生这种结果的原因是两入射光在波导中传输相同的距离后, 在相遇处依然是反相的, 且强度相等, 叠加后干涉相消^[21]. 图 5(d) 是 FDTD 模拟所得的两入射光反相时 xz 平面上的 $|H_y|^2$ 分布, 其中白色虚线表示输出波导的轮廓. 当两输入光同相, 即图 5(b) 中相位差为 0° 和 360° 时, 输出端的光功率达到最大, 这种状态等同于开关处于“开”的情况. 图 5(c) 是 FDTD 模拟所得的两入射光同相时 xz 平面上的 $|H_y|^2$ 分布, 输出臂上的强度明显大于输入臂上的强度, 显然是干涉加强的结果.

3 结论

利用表面等离子激元的束缚特性设计了二维间隙表面等离子波导, 在入射波长为 632.8 nm 的情况下, 通过数值求解其色散方程, 得到该波导的 TM_0 模的等效折射率及单位长度上的功率损耗均随波导间隙呈单调递减的特点, 传播长度随波导间隙宽度单调增加. 间隙宽度为 40 nm 时, 功率损耗是 1.58 dB/mm, 传播长度为 2.76 μm . 这种结构可以在微纳芯片上传输信号.

以二维间隙表面等离子波导为基础通过弯曲或组合形成 90° 直角弯曲波导和 T 型光功率分配器及 T 型光开关. 利用 FDTD 研究了这三种光子器件的传输特性. 结果表明: 弯曲波导的间隙宽度为 40 nm 以下时, 其透射率 1.0 上下波动, 其中间隙宽度为 14 nm 时, 透射率达到 1.54 的峰值, 间隙宽度达到 40 nm 以后, 归一化透射率都大于 1, 但是随间隙宽度的增大而减小并趋近于 1. T 型光功率分配器的分光特点表现出与传统介质波导相反的特点, 在本

文所计算的范围内, 能量主要分配在模式等效折射率较小的垂直输出端中. 通过调整两入射光的相位差, 可以让 T 型光开关在入射光同相是处于导通状态, 在两入射光反相时达到截止状态.

文中模拟所用波长为 632.8 nm, 介质光学中所提到的衍射极限为该波长的一半, 即 316.4 nm. 本文所研究的光子器件在传输电磁场时均超越了传统介质光波导的衍射极限, 可以用于集成光路中克服传统介质光波导缺点, 从而充分发挥集成光路高速处理海量信息的能力.

参考文献

- [1] PRASAD P N. Nanophotonics[M]. Hoboken: John Wiley & Sons, 2004: 11.
- [2] BARNES W L, DEREUX A, EBBESEN T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, **424**(8): 824-830.
- [3] TANAKA K, TANAKA M. Simulations of nanometric optical circuits based on surface Plasmon polariton gap waveguide[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, **82**(8): 1158-1160.
- [4] DIONNE J A, SWEATLOCK L A, ATWATER H A, et al. Plasmon slot waveguides: Towards chip-scale propagation with subwavelength-scale localization[J]. *Physical Review B*, 2006, **73**(3): 035407-1-035407-9.
- [5] KANG Z W, WANG G P. Coupled metal gap waveguides as plasmonic wavelength sorters[J]. *Optics Express*, 2008, **16**(11): 7680-7685.
- [6] WANG B, WANG G P. Surface plasmon polariton propagation in nanoscale metal gap waveguides[J]. *Optics Letters*, 2004, **29**(17): 1992-1994.
- [7] KRASAVIN A V, ZAYATS A V. Passive photonic elements based on dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, **90**(21): 211101-1-211101-3.
- [8] BOZHEVOLNYI S I, VOLKOV V S, DEVAUX E, et al. Channel plasmon-polariton guiding by sub-wavelength metal grooves[J]. *Physical Review Letters*, 2005, **95**(4): 046802-1-046802-4.
- [9] CHEN P X, LIANG R S, HUANG Q D, et al. Plasmonic filters and optical directional couplers based on wide metal-insulator-metal structure[J]. *Optics Express*, 2011, **19**(8): 7633-7639.
- [10] YUN B F, HU G H, CUI Y P. Theoretical analysis of a nanoscale plasmonic filter based on a rectangular metal -

- insulator-metal waveguide [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010, **43**(38): 385102-1-385102-8.
- [11] HU F F, YI H X, ZHOU Z P. Band-pass plasmonic slot filter with band selection and spectrally splitting capabilities [J]. *Optics Express*, 2011, **19**(6): 4848-4855.
- [12] WANG B, WANG G P. Plasmon Bragg reflectors and nanocavities on flat metallic surfaces[J]. *Applied Physics Letters*, 2005, **87**(1): 013107-1-013107-3.
- [13] HOSSEINI A, MASSOUD Y. A low-loss metal-insulator-metal plasmonic bragg reflector[J]. *Optics Express*, 2006, **14**(23): 11318-11323.
- [14] CHU H S, LI E P, BAI P, *et al.* Optical performance of single-mode hybrid dielectric-loaded plasmonic waveguide-based components[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, **96**(22): 221103-1-221103-3.
- [15] DELACOUR C, BLAIZE S, GROSSE P, *et al.* Efficient directional coupling between silicon and copper plasmonic nanoslot waveguides: toward metal-oxide-silicon nanophotonics[J]. *Nano Letters*, 2010, **10**(8): 2922-2926.
- [16] HAN Z H, LIU L, FORSBERG E. Ultra-compact directional couplers and Mach-Zehnder interferometers employing surface plasmon polaritons [J]. *Optics Communications*, 2006, **259**(2): 690-695.
- [17] PALIK E D. Handbook of optical constants of solids[M]. San Diego: Academic Press, 1985: 353-357.
- [18] LIFANTE G. Integrated photonics: fundamentals [M]. London: John Wiley & Sons Ltd, 2003:49.
- [19] TAFLOVE A, HAGNESS S C. Computational electrodynamics; the finite-difference time-domain method [M]. 3rd ed. London: Artech House, 2005.
- [20] HEALY N, HUSSEY C D. Minimizing bend loss by removing material inside the caustic in bent single-mode fibers [J]. *Applied Optics*, 2006, **45**(18): 4219-4222.
- [21] HECHT E. Optics[M]. 4th ed. San Francisco: Pearson Education, Inc., 2002:385-438.

Numerical Simulation of Transmission Characters of Two-dimensional Gap Plasmonic Waveguide

LI Ji-jun¹, WANG Guo-ping²

(1 College of Physical Science and Technology, Yangtze University, Jingzhou, Hubei 434023, China)

(2 School of Physics and Technology, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

Abstract: Two-dimensional gap plasmonic waveguide employing surface plasmon polaritons is proposed. Transmission characters of 90 degrees sharp bend waveguide, T-shaped splitter and switch based on gap plasmonic waveguide are numerical simulated with finite-difference time-domain method. It is shown that the energy loss of 90 degrees sharp bend waveguide is ohmic losses which are different to radiation losses of dielectric optical waveguide. When the gap width is larger than 40 nm, the transmission of bend waveguide is larger than straight waveguide with the same length. In the T-shaped splitter, when the gap width ratio of two output waveguides is larger than 0.6, the output energy is mainly assigned to the output waveguide which effective index is smaller. The result is different from dielectric optical splitter. The T-shaped switch is off with two input light out of phase and is on with two input light in phase. The plasmonic modes in the above devices beyond the diffraction limit and can be employed in super-large-scale optical integrated circuit.

Key words: Integrated optics; Plasmonic waveguide; Finite-difference time-domain; Transmission characters