

# 基于 ITO 特性的亚波长表面等离子激元波导

王晓艳 王 燕 秦 雪 阎晓娜 张惠芳 何 英 白丽华

上海大学理学院物理系, 上海 200444

**摘要** 透明光学玻璃中的氧化铟锡(ITO)是一种高度简并的半导体,其介电常数随入射波长变化且为复数。以此作为介质层,设计了 Ag-ITO-Ag 波导结构,研究了其表面等离子激元(SPP)的相关特征参数及电磁波在该结构中的传输特性。具体给出了这种结构波导的场分布、SPP 波长、传播距离及色散方程的表达式,讨论了其色散特性;研究了其群速度随入射波长的变化关系,讨论了介质层厚度对群速度的影响,以及相同的覆层结构(Ag)不同中心介质(ITO, air, SiO<sub>2</sub>)对群速度的影响及其慢光效应。结果表明,Ag-ITO-Ag 波导结构更有利于光子器件的小型化和集成化。

**关键词** 表面光学; 表面等离子激元; 金属包覆介质波导; 色散; 群速度

**中图分类号** O436 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/LOP53.052401

## Sub-Wavelength Surface Plasmon Polariton Waveguide Based on ITO Characteristics

Wang Xiaoyan Wang Yan Qin Xue Yan Xiaona

Zhang Huifang He Ying Bai Lihua

*Department of Physics, College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China*

**Abstract** Indium tin oxide (ITO), as a kind of transparent optic glass, is a highly degenerate semiconductor. The dielectric constant of ITO changes with incident wavelengths and is complex number. Ag-ITO-Ag waveguide is designed by ITO as dielectric layers. The transmission characteristics of electromagnetic waves in the structure of surface plasmon polariton (SPP) waveguide and the relevant characteristic parameters of SPP are obtained. In this structure, the expression of magnetic field distribution, SPP's wavelength, propagation distance and dispersion equation are derived and the dispersion characteristic is researched. Besides, the relationship between group velocity and incident wavelength is studied. The effects of the thickness of dielectric layer on group velocity, different core mediums (ITO, air, SiO<sub>2</sub>) of the structure with same cladding layers (Ag) on group velocity and slow light effect are discussed. The results show that the Ag-ITO-Ag waveguide structure is more favorable for miniaturization and integration of photonic devices.

**Key words** optics at surfaces; surface plasmon polariton; metal-cladding dielectric waveguide; dispersion; group velocity

**OCIS codes** 240.6680; 230.7390; 230.3990

## 1 引言

由光和金属表面自由电子的相互作用引起的一种电磁波模式,称之为表面等离子激元(SPP),又称为表面等离子体波(SPW)或表面等离子体<sup>[1]</sup>。表面等离子激元波长一般要比入射波长小 2 个数量级,这一特性为亚波长尺寸金属结构中光场局域化和导波提供了可能性。亚波长光学的概念是由 Barnes 于 2003 年提出的<sup>[2]</sup>。亚波长光学器件可在纳米尺度上操控光子,因此在全光集成、光通信、信息存储和集成光子学等领域

**收稿日期:** 2015-11-23; **收到修改稿日期:** 2015-12-07; **网络出版日期:** 2016-04-11

**基金项目:** 国家自然科学基金(11175045)

**作者简介:** 王晓艳(1990-),女,硕士研究生,主要从事波导光学方面的研究。E-mail:xyw20113@163.com

**导师简介:** 王 燕(1973-),女,博士,副教授,硕士生导师,主要从事波导光学方面的研究。

E-mail:yanwang@staff.shu.edu.cn(通信联系人)

具有突出的优势。近几年来,基于 SPP 的亚波长光子器件,如定向耦合器、新型波导纳米激光器等得到了发展和应用<sup>[3-5]</sup>。

SPP 波导有多种结构,如简单的单界面波导、多层平板波导结构等。典型的 3 层波导结构有 2 种形式:IMI 型(Insulator-Metal-Insulator)和 MIM 型(Metal-Insulator-Metal)。虽然 IMI 型波导有较小的损耗,但是它对光的约束作用很小,很难把光限制在亚波长波导结构上。MIM 型波导则不同,它对光束有很强的约束作用,在可接受的光传播距离内,这种波导应用的更多一些<sup>[6]</sup>。

本文讨论的即为 MIM 型波导,中介质层为介电常数随波长变化的氧化铟锡(ITO)导电玻璃。这种结构波导中金属与介质的介电常数都随波长而变化,因此,研究这种结构的 SPP 波导表面等离子激元特性具有重要的理论与现实意义。

## 2 基本原理

金属在低频电磁波区域下可以看作是良导体<sup>[7-9]</sup>,因为电磁波只能穿透金属表面很薄的一部分。在频率升高时,一般研究的是可见光波段,这时电磁波穿透金属的部分逐渐增大,同时引起更大的损耗。频率继续增大,增大到紫外波段,损耗则更大。金属的这种性质用复介电常数的 Drude 模型来表征,即

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (1)$$

式中  $\epsilon_{\infty}$  为频率为正无穷时的介电常数,  $\omega_p$  为等离子体振荡频率,  $\omega$  为入射光频率,  $\gamma$  为阻尼系数。对于贵金属(如金、银、铝等),在可见光和近红外区域,其复介电常数的实部相对于虚部来说,是一个绝对值较大的负数,且在可见光波段,银具有最小的吸收损耗,表现出最佳特性,因此,选择银作为波导包覆层。对应的参数:  $\epsilon_{\infty} = 3.7$ ,  $\omega_p = 1.38 \times 10^{16}$  Hz,  $\gamma = 3.72 \times 10^{13}$  Hz。此时,通过 Drude 模型计算所得银的介电常数与实验测量的结果符合得很好<sup>[10-11]</sup>。

中间层选择介电常数随波长变化的氧化铟锡(ITO)光学玻璃。ITO 薄膜载流子浓度为  $10^{20}$  cm<sup>-3</sup>,电阻率为  $10^4$   $\Omega \cdot$  cm,是高度简并半导体,其能带为抛物线型结构。由于 Burstein-Moss 效应,光学能隙加宽。ITO 薄膜对可见光的透射率很高,可达 95% 以上;对红外线的反射率也很高,可达 80% 以上<sup>[12]</sup>。除了紫外带间吸收和远红外的声子吸收,Drude 理论与 ITO 的介电常数实际值符合得很好<sup>[12-15]</sup>。由于 ITO 薄膜优异的光学和电学特性,ITO 的应用更加广泛和多样。ITO 的 Drude 模型同金属一样,同(1)式,参数为  $\epsilon_{\infty} = 4$ ,  $\omega_p = 3.13 \times 10^{15}$  Hz,  $\gamma = 1.07 \times 10^{14}$  Hz。

由 Drude 模型可知,在可见光区域,ITO 介电常数实部为正,Ag 介电常数为负数,满足等离子体波只能存在于分界面两侧的介电常数符号相反的条件。

## 3 SPP 特征参数的计算及结果分析

在 Ag-ITO-Ag 结构中,计算 SPP 的一些特征参数<sup>[16]</sup>:波长  $\lambda_{\text{spp}}$ , SPP 的传播距离  $L_{\text{spp}}$ ,以及色散方程。记 Ag 的介电常数为  $\epsilon_m = \epsilon_{\text{mr}} + i\epsilon_{\text{mi}}$ 。ITO 的介电常数  $\epsilon_d = \epsilon_{\text{dr}} + i\epsilon_{\text{di}}$ 。结构如图 1 所示,其中介质宽度  $d = 560$  nm。只有入射光为 TM 偏振波时才能产生表面等离子体激元<sup>[5-7]</sup>。

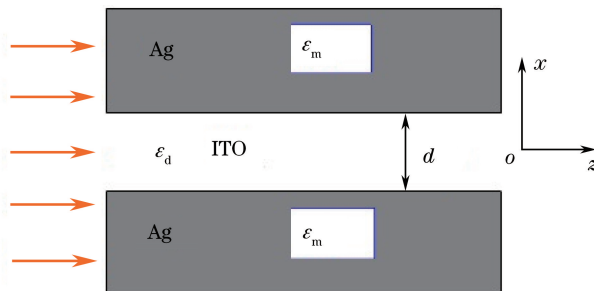


图 1 MIM 波导结构示意图

Fig. 1 Schematic of MIM waveguide

### 3.1 波导磁场分布

在如图 1 所示的波导及坐标系中,入射波为 TM 偏振波,波长为  $\lambda$ ,传播常数为  $\beta$ ,真空中波数为  $k_0$ , $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,在  $x > 0$  处金属层波数为记为  $k_1$ ,介质层波数记为  $k_2$ ,则

$$\begin{cases} k_1 = \sqrt{k_0^2 \epsilon_m - \beta^2} \\ k_2 = \sqrt{k_0^2 \epsilon_d - \beta^2} \end{cases} \quad (2)$$

由电磁理论出发,推得 TM 波光场的分布。Ag-ITO-Ag 波导结构上的对称性决定了 TM 波光场也是对称的,即在金属层 e 指数衰减,在介质层内是驻波场,这个驻波场不是奇对称就是偶对称<sup>[17]</sup>。

偶对称时满足:

$$\tan\left(k_2 \times \frac{d}{2}\right) = -\frac{\epsilon_d k_1}{\epsilon_m k_2}, \quad (3)$$

$$H_y = \begin{cases} A \cosh\left(k_2 \times \frac{d}{2}\right) \exp\left[k_1\left(x + \frac{d}{2}\right)\right], & x < -\frac{d}{2} \\ A \cosh(k_2 x), & -\frac{d}{2} < x < \frac{d}{2} \\ A \cosh\left(k_2 \times \frac{d}{2}\right) \exp\left[-k_1\left(x - \frac{d}{2}\right)\right], & x > \frac{d}{2} \end{cases}; \quad (4)$$

奇对称时满足:

$$\tan\left(k_2 \times \frac{d}{2}\right) = -\frac{\epsilon_m k_2}{\epsilon_d k_1}, \quad (5)$$

$$H_y = \begin{cases} -A \sinh\left(k_2 \times \frac{d}{2}\right) \exp\left[k_1\left(x + \frac{d}{2}\right)\right], & x < -\frac{d}{2} \\ A \sinh(k_2 x), & -\frac{d}{2} < x < \frac{d}{2} \\ A \sinh\left(k_2 \times \frac{d}{2}\right) \exp\left[-k_1\left(x - \frac{d}{2}\right)\right], & x > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (6)$$

2 种情况下,  $TM_0$  波为偶对称分布,  $TM_1$  波为奇对称分布。入射波长为  $0.633 \mu\text{m}$  时,  $TM_0$  波与  $TM_1$  波光波场的分布如图 2 和图 3 所示。

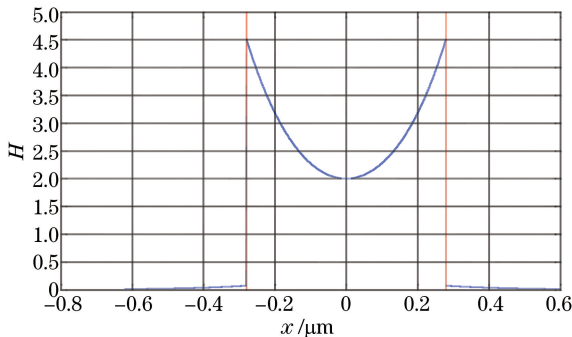


图 2 偶对称  $TM_0$  波光波场分布

Fig. 2 Field distribution of symmetric  $TM_0$  wave

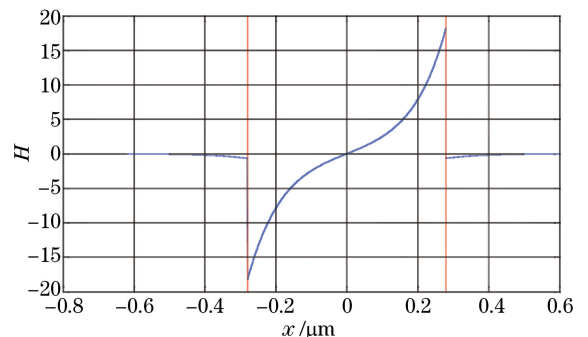


图 3 奇对称  $TM_1$  波光波场分布

Fig. 3 Field distribution of anti-symmetric  $TM_1$  wave

由图 2 及图 3 可以看出,场强在金属与介质界面上强,在介质中弱,说明在金属与介质界面上有表面等离子体激发,在垂直于界面的方向上呈指数衰减<sup>[18]</sup>。金属中的自由电子在外界电磁场的作用下相对于金属中的正离子发生相对位移,致使电子密度的重新分布,从而在金属表面的两边产生电场。

### 3.2 色散关系

这种对称波导结构满足的色散方程为

$$k_2 d = m\pi + 2 \arctan \frac{\epsilon_d p_0}{\epsilon_m k_2}, \quad (7)$$

式中  $\begin{cases} k_2 = \sqrt{k_0^2 \epsilon_d - \beta^2} \\ p_0 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_m} \end{cases}$ ,  $\beta$  为传播常数,  $m$  为模序数,  $m=0, 1, 2, \dots$ 。

有效折射率  $n_{\text{eff}}$  的表达式为

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0}. \quad (8)$$

TM<sub>0</sub> 模与 TM<sub>1</sub> 模比较特殊<sup>[10]</sup>, 它们的模场分布不同于传统的振荡模, TM<sub>0</sub> 模是一种纯粹的表面等离子体模, 而 TM<sub>1</sub> 模既可能是振荡模也可能是表面等离子体模。当  $n_{\text{eff}} = \sqrt{\epsilon_d}$  时, 可得 TM<sub>1</sub> 模的临界厚度为

$$d_c = -\frac{2\epsilon_m}{k_0 \epsilon_d \sqrt{\epsilon_d - \epsilon_m}}, \quad (9)$$

可知  $d_c$  随入射波长的增大而增大, 在入射波长为  $0.78 \mu\text{m}$  时,  $d_c \approx 551 \text{ nm}$ , 在取  $m=1$ , 研究的是 TM<sub>1</sub> 模的情况。所以取  $d=560 \text{ nm}$ , 此时 TM<sub>1</sub> 模为表面等离子体模, 则对于 TM<sub>1</sub> 模, 即  $m=1$  时, 色散方程为

$$k_2 d = \pi + 2 \arctan \left( \frac{\epsilon_d p_0}{\epsilon_m k_2} \right). \quad (10)$$

在入射波长为  $0.38 \sim 0.78 \mu\text{m}$  时, 可得  $\beta$  随入射波长变化情况如图 4 所示。

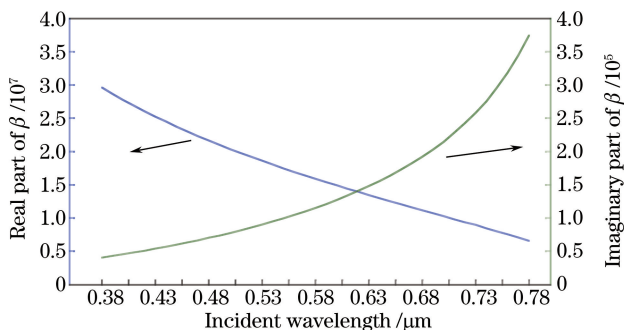


图 4 介质为 ITO 时对应于 TM<sub>1</sub> 波传播常数  $\beta$  的实部与虚部随入射波长的变化情况

Fig. 4 Real part and imaginary part of propagation constant  $\beta$  vary with incident wavelength when the medium layer is ITO for the TM<sub>1</sub> wave

### 3.3 表面等离子体波的波长及传播距离

由色散方程可得 SPP 的波长:

$$\lambda_{\text{spp}} = \frac{2\pi}{k_1^i}. \quad (11)$$

对 TM<sub>1</sub> 模, 由截止条件可知, 当介质层厚度为  $560 \text{ nm}$  时, Ag-ITO-Ag 波导结构在波长范围为  $0.38 \sim 0.78 \mu\text{m}$  内都不截止; Ag-air-Ag 波导结构在  $0.38 \sim 0.6 \mu\text{m}$  时不截止,  $0.6 \sim 0.78 \mu\text{m}$  内截止。2 种情况下 SPP 波长对比如图 5 所示。

由图 5 可以看出, 1) 在 2 种情况下,  $\lambda_{\text{spp}}$  均比入射波长小, 具有提高分辨率、减小器件尺寸的潜力; 2) 介质为 ITO 或空气时,  $\lambda_{\text{spp}}$  均随入射波长的增大而增大, 但介质为 ITO 时, SPP 波长比介质为空气时更小。这表明, 把介质由空气换为 ITO, 可以得到波长更小的 SPP, 从而有望进一步减小光子器件尺寸到纳米量级的潜力<sup>[19-20]</sup>, 使光子器件的集成度得到更大提高。

表面等离子体波的传播距离主要取决于表面等离子波波矢的虚部大小, 它定义为当模式的功率或者强度降低到初始值的  $\frac{1}{e}$  时, 表面等离子体沿金属表面所通过的距离:

$$L_{\text{spp}} = \frac{1}{2k_1^i}. \quad (12)$$

同样, 对 TM<sub>1</sub> 波, 当介质分别为 ITO 与空气时, SPP 的传输距离如图 6 所示。由图 6 可以看出, 入射波长在

0.38~0.6  $\mu\text{m}$  时,在 Ag-ITO-Ag 结构中 SPP 的传输距离小于在 Ag-Air-Ag 结构中的传输距离。对于 Ag-ITO-Ag 结构,在 0.38~0.78  $\mu\text{m}$  内, $L_{\text{spp}}$  随入射波长的增大而增大,但保持在 48~48.2 nm 之间,即 Ag-ITO-Ag 结构由于对光子的强烈吸收<sup>[21]</sup>,能更好地实现对光的局域。

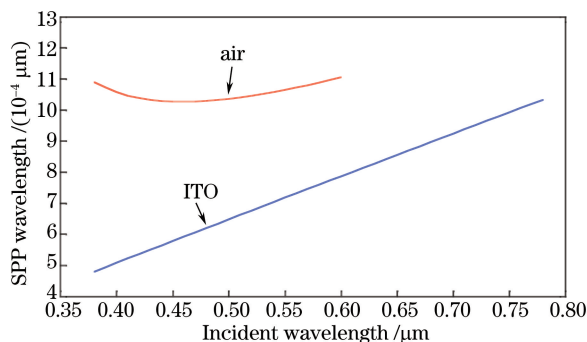


图 5 介质分别为 ITO 与空气时, SPP 波长随入射波长变化情况对比

Fig. 5 Comparison of SPP wavelength changes with the incident wavelength when the medium layers are ITO and air, respectively

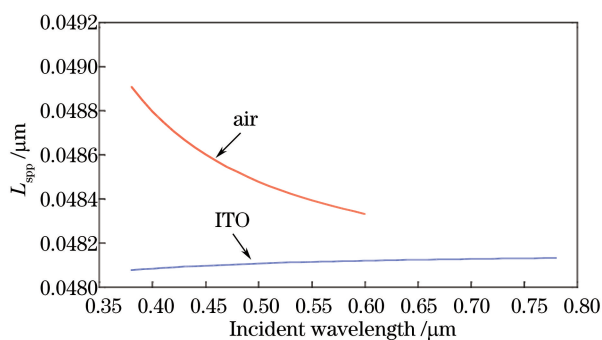


图 6 介质分别为 ITO 与空气时,  $L_{\text{spp}}$  随入射波长变化情况

Fig. 6 Comparison of  $L_{\text{spp}}$  changes with incident wavelength when the medium layers are ITO and air, respectively

### 3.4 群速度变化情况及对比

由  $\beta$  的变化情况,通过频率  $\omega$  对  $\beta$  求导可得群速度的变化情况。比较在 Ag-ITO-Ag 波导结构中以及 ITO 介质本身中群速度随入射波长的变化情况,如图 7 所示。由图 7 可以看出,2 种情况下群速度都明显小于真空中的光速。在 Ag-ITO-Ag 波导结构中,在入射波长为 0.38~0.78  $\mu\text{m}$  时,群速度随入射波长的增大而减小,最大为  $1.34 \times 10^8$  m/s,最小为  $0.63 \times 10^8$  m/s。在入射波长相同时,波导结构中的群速度小于在无限大 ITO 介质中的群速度,可知在波导结构中可以获得更好的慢光效果。

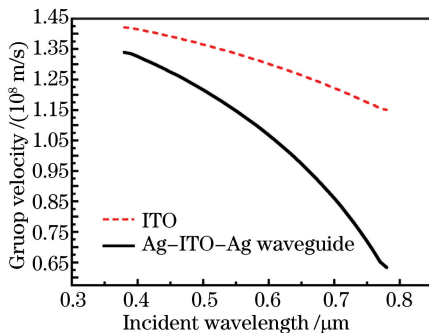


图 7 SPP 群速度随入射波长的变化

Fig. 7 SPP group velocity varies with incident wavelength

在 Ag-ITO-Ag 波导结构中,ITO 厚度  $d$  分别为 560、570、580、590、600、650 nm 时对应的群速度随入射波长的变化情况,如图 8 所示。取  $d = 650$  nm 是为了更明显地看出群速度与厚度的关系。由图 8 可以看出,在波长较小时, $d$  的变化对群速度的影响不是很大,在其他参数一定时,群速度随介质层的厚度的增大而增大,减小  $d$  可以减小群速度。

介质厚度  $d = 600$  nm,入射波长为 0.38~0.78  $\mu\text{m}$  时,Ag-ITO-Ag、Ag-SiO<sub>2</sub>-Ag 及 Ag-Air-Ag 等 3 种波导中群速度随入射波长的变化情况,如图 9 所示。空气的介电常数为 1,SiO<sub>2</sub> 的介电常数  $\epsilon_{\text{SiO}_2}$  为实数,且随入射波长变化<sup>[11]</sup>可表示为

$$\epsilon_{\text{SiO}_2} = 1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2} \quad (13)$$

由图 9 可以看出,3 种结构的波导均能得到小于真空中光速的群速度。对应于介质层厚度  $d = 600$  nm,波导介质为空气时,在入射波长为 0.64  $\mu\text{m}$  时,该模式截止。在入射波长小于 0.54  $\mu\text{m}$  时,介质为空气的波导结

构比介质为  $\text{SiO}_2$  的波导结构有较大的群速度。入射波长小于  $0.61 \mu\text{m}$  时,介质为空气的波导结构比介质为 ITO 的波导结构有较大的群速度。波导结构为 Ag-ITO-Ag 时得到的群速度相对波导结构为 Ag- $\text{SiO}_2$ -Ag 时得到的群速度更小。综合来看,Ag-air-Ag 的截止波长相对较小,在一定波长范围内群速度比 Ag-ITO-Ag 波导结构的群速度大,也就是说 Ag-ITO-Ag 波导结构慢光性能更佳。

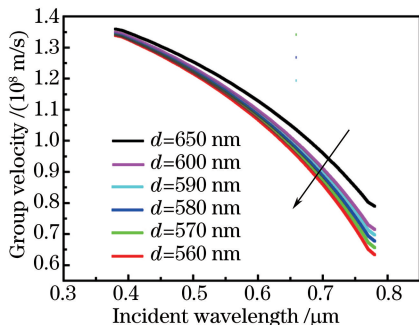


图 8 Ag-ITO-Ag 波导结构中,  $d=560$ 、570、580、590、600、650 nm 时,群速度随入射波长的变化

Fig. 8 Group velocity varies with incident wavelength in Ag-ITO-Ag waveguide structure, when  $d=560$ , 570, 580, 590, 600, 650 nm

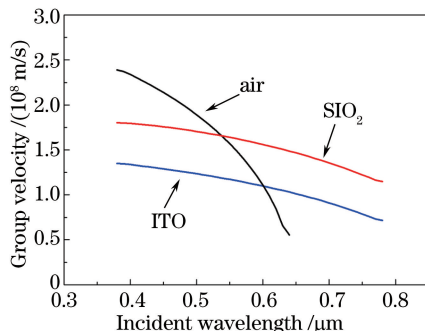


图 9 介质分别为 ITO、空气及  $\text{SiO}_2$  时,群速度随入射波长的变化情况

Fig. 9 Group velocity varies with incident wavelength when the mediums are ITO, air and  $\text{SiO}_2$ , respectively

## 4 结 论

研究了 Ag-ITO-Ag 亚波长波导结构场的表达式及分布图像(入射波为 TM 波),由此看出产生了表面等离子体激元。同时研究了 SPP 的波长、传播距离、色散等情况,通过对比得出该结构具有良好的慢光特性。Ag-ITO-Ag 波导结构中的群速度小于无限大 ITO 介质中的群速度;研究了波导中间层厚度  $d$  对群速度的影响,发现随着介质厚度  $d$  的增大,对应群速度也增大;通过对比 Ag-air-Ag 及 Ag- $\text{SiO}_2$ -Ag 波导结构中的群速度,发现 Ag-ITO-Ag 波导结构可以得到更小的群速度,有更好的慢光效果。总之,Ag-ITO-Ag 波导结构有利于缩小器件尺寸,使器件集成化程度更高,为进一步的结构应用提供了基本的理论参考。

## 参 考 文 献

- 1 Hecht B, Bielefeldt H, Novotny L, *et al.*. Local excitation, scattering, and interference of surface plasmons[J]. Physical Review Letters, 1996, 77(9): 1889-1892.
- 2 Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- 3 Wang Zhongfei, Zhang Dawei, Wang Qi, *et al.*. Development trends of subwavelength metal gratings[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(1): 010002.  
王中飞, 张大伟, 王琦, 等. 亚波长金属光栅的发展趋势[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(1): 010002.
- 4 Chen Yankun, Han Weihua, Li Xiaoming, *et al.*. Surface plasmonics polaritons beyond diffraction limit[J]. Electro-Optic Technology Application, 2011, 26(4): 39-44.  
陈燕坤, 韩伟华, 李小明, 等. 突破衍射极限的表面等离子体激元[J]. 光电技术应用, 2011, 26(4): 39-44.
- 5 Huang Zengsheng. The research situation and applications of surface plasmon polaritons[D]. Guilin: Guilin University of Electronic Technology, 2014: 2-7.  
黄增盛. 表面等离子体激元研究现状及应用[D]. 桂林: 桂林电子科技大学, 2014: 2-7.
- 6 Kaminow I P, Mammel W L, Weber H P. Metal-clad optical waveguides: Analytical and experimental study[J]. Applied Optics, 1974, 13(2): 396-405.
- 7 Zhao Sheng. The investigation on transmission properties of sub-wavelength metallic slits[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2009: 5-18.  
赵生. 金属亚波长狭缝光传输特性的研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2009: 5-18.
- 8 Chen Quansheng, Tong Yuying, Zhuang Yuan, *et al.*. Unidirectional excitation of surface plasmon based on metallic slit-

- groove structure[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(5): 0510001.
- 陈全胜, 佟玉莹, 庄园, 等. 基于金属狭缝凹槽结构单向激发表面等离子体[J]. 中国激光, 2014, 41(5): 0510001.
- 9 Tsakmakidis K L, Pickering T W, Hamm J M, *et al.*. Completely stopped and dispersionless light in plasmonic waveguides[J]. Physical Review Letters, 2014, 112(16): 167401.
- 10 Zhang Jianyang. Study on the effect of the polariton waveguide surface plasma radiation [D]. Nanjing: Southeast University, 2010: 2-12.
- 章剑旸. 表面等离子激元光波导光压效应的研究[D]. 南京: 东南大学, 2010: 2-12.
- 11 Weber M J. Handbook of optical materials[M]. Boca Raton: CRC Press, 2002: 324-376.
- 12 Shi Yueyan, Pan Wenhui, Yin Zhiqiang. The optical and electrical properties of the ITO films[J]. Vacuum Science and Technology (China), 1994, 14(1): 35-40.
- 史月艳, 潘文辉, 殷志强. 氧化铟锡 (ITO) 膜的光学及电学性能[J]. 真空科学与技术, 1994, 14(1): 35-40.
- 13 Cui Liyong. Anomalous propagation properties of light waves in photonic crystals with heterostructure [D]. Jinan: Shandong University, 2014: 20-26.
- 崔立勇. 光波在光子晶体异质结构中的反常传输特性[D]. 济南: 山东大学, 2014: 20-26.
- 14 Ma Yong, Kong Chunyang. Optical and electrical properties of ITO thin films and their applications[J]. Journal of Chongqing University (Natural Science Edition), 2002, 25(8): 114-117.
- 马勇, 孔春阳. ITO 薄膜的光学和电学性质及其应用[J]. 重庆大学学报(自然科学版), 2002, 25(8): 114-117.
- 15 Qi Zuqiang, Xu Sheng, Chen Xuekang, *et al.*. The research progress of ITO conductive glass used for OLED [J]. Vacuum and Cryogenics, 2006, 11(4): 187-193.
- 戚祖强, 许生, 陈学康, 等. OLED 用 ITO 导电玻璃的研究进展[J]. 真空与低温, 2006, 11(4): 187-193.
- 16 Wang B, Wang G P. Surface plasmon polariton propagation in nanoscale metal gap waveguides[J]. Optics Letters, 2004, 29(17): 1992-1994.
- 17 Jessica Piper. Theory and analysis of surface plasmon polaritons in metal films [Z/OL]. [2015-11-01] <http://web.stanford.edu/~jrylan/files/JRP%20-%20SPP%20draft.pdf>.
- 18 Martin Kuttge, Wei Cai, F Javier Garciae Abajo, *et al.*. Dispersion of metal-insulator-metal plasmon polaritons probed by cathodoluminescence imaging spectroscopy[J]. Phys Rev B, 2009, 80(3): 033409.
- 19 Shi Zhendong, Zhao Haifa, Liu Jianlong, *et al.*. Design of a metallic waveguide all-optical switch based on surface plasmon polaritons[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(2): 0213001.
- 石振东, 赵海发, 刘建龙, 等. 基于表面等离激元的金属波导全光开关设计[J]. 光学学报, 2015, 35(2): 0213001.
- 20 Wang B, Wang G P. Plasmon Bragg reflectors and nanocavities on flat metallic surfaces[J]. Applied Physics Letters, 2005, 87(1): 013107.
- 21 Han Z, Forsberg E, He S. Surface plasmon Bragg gratings formed in metal-insulator-metal waveguides [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2007, 19(2): 91-93.
- 22 Wang Zhenlin. New progress of surface plasma research[J]. Progress in Physics, 2009, 29(3): 287-324.
- 王振林. 表面等离激元研究新进展[J]. 物理学进展, 2009, 29(3): 287-324.
- 23 Zhao Yang, He Jianfang, Yang Rongcao, *et al.*. Two-dimensional surface plasmonic grating optical absorber with gradually varying structure[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(2): 0223005.
- 赵阳, 何建芳, 杨荣草, 等. 结构渐变的二维表面等离子体光栅光吸收器[J]. 光学学报, 2014, 34(2): 0223005.