

Plasmonic Refractive-Index Sensor Based on a Metal-Insulator-Metal Structure

Jiahu Zhu*, Pengfei Zhan

Zhongshan Branch, China Mobile Group Guangdong Co., LTD., Zhongshan
Email: *13924510818@139.com

Received: Jun. 13th, 2013; revised: Jun. 20th, 2013; accepted: Jul. 6th, 2013

Copyright © 2013 Jiahu Zhu, Pengfei Zhan. This is an open access article distributed under the Creative Commons Attribution License, which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

Abstract: A high-resolution plasmonic refractive-index sensor based on a metal-insulator-metal structure consisting of a straight bus waveguide and a resonator waveguide is proposed and numerically simulated by using the finite difference time domain method under a perfectly matched layer absorbing boundary condition. Both analytic and simulated results show that the resonant wavelengths of the sensor have a linear relationship with the refractive index of material under sensing. Based on the relationship, the refractive index of the material can be obtained from the detection of one of the resonant wavelengths. The resolution of refractive index of the nanometric plasmonic sensor can reach as high as 10^{-6} , giving the wavelength resolution of 0.01 nm. It could be applied to highly-resolution biological sensing.

Keywords: Sensor; Refractive Index; SPP; Metal-Insulator-Metal Waveguide

基于金属 - 绝缘体 - 金属结构的等离子体折射率传感器

朱家胡*, 詹鹏飞

中国移动通信集团广东有限公司中山分公司, 中山
Email: *13924510818@139.com

收稿日期: 2013年6月13日; 修回日期: 2013年6月20日; 录用日期: 2013年7月6日

摘要: 本文提出并利用时域有限差分(FDTD)模拟了一种新型的金属 - 介质 - 金属(MIM)波导结构的表面等离子体传感器, 该传感器由一个直主波导和一个共振腔构成。理论分析和模拟结果都证明了传感器的共振波长与待测物质折射率有线性关系。基于这个线性关系, 待测物质的折射率可以通过探测共振波长而获得。传感器介质折射率的灵敏度能达到 10^{-6} , 有望能应用于高分辨率的生物传感。

关键词: 传感器; 折射率; 表面等离子体激元; 金属 - 介质 - 金属波导

1. 引言

表面等离子体激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs)是局域在金属表面的一种自由电子与光子相互作用形成的混合激发态。多个研究小组^[1-3]利用 SPPs 原理提出并在理论和实验上证明金属 - 介质 - 金属(Metal-Dielectric-Metal, MDM)型波导结构具有强的

纳米光局域能力。随后, 多种 MDM 光波导器件如 Mach-Zehnder 干涉仪^[4]、耦合器^[5]、分束器^[6]、全光逻辑门^[7]和热光器件^[8]等被先后提出并实验验证或模拟计算。

与此同时, 表面等离子体传感器——一种基于倏逝波的传感器也得到了广泛地研究^[9,10]。然而, 所有这些集成的表面等离子体共振传感器的典型尺寸太大, 不适合集成在芯片上。近期, 一系列基于不同探

*通讯作者。

测方式的表面等离子体传感器也被一一介绍,如基于纳米颗粒的表面等离子共振^[11],或者利用纳米孔阵列提高透射率^[12]。这些提出的传感器大多数用于探测周围介质折射率的改变。而表面等离子体的这些特性需要依赖于金属和电介质的环境。相对于其他传感器,表面等离子体传感器有一个特有的优势就是能够实现高度集成^[13]。在表面等离子传感方面,国外 Homola 小组利用阵列光栅实验论证了共振传感^[14]。

本文提出并论证了一种新型的金属-介质-金属(MIM)波导结构的表面等离子体传感器,该传感器由一个纳米谐振腔嵌入主波导构成。在文中详细阐述了折射率测量的物理机制,并从理论上分析了传感器的共振波长与待测物质折射率的关系。通过时域有限差分(FDTD)的算法^[15],并利用完美匹配层边界吸收条件来模拟了这个纳米尺度的表面等离子体传感器。此传感器介质折射率的灵敏度能达到 10^{-6} ,可与其他高灵敏度的生物传^[16]相媲美。

2. 基于表面等离子体的折射率传感器结构和传感机制分析

图 1 是此 MIM 型传感器的平面结构图,器件由一个填充待测物质(液体或者气体)的纳米腔构成,而纳米腔周围是金属银层。

下面简单介绍一种最为常用的刻槽方法-聚焦离子束刻蚀法,如图 1 所示的结构就可以利用离子束刻蚀的方法在银膜的表面刻蚀出两条沟槽。具体如下:先是用磁控溅射的方法镀约几百纳米厚的银膜,衬底为玻璃。然后利用离子束刻蚀,即用某特定波长的强

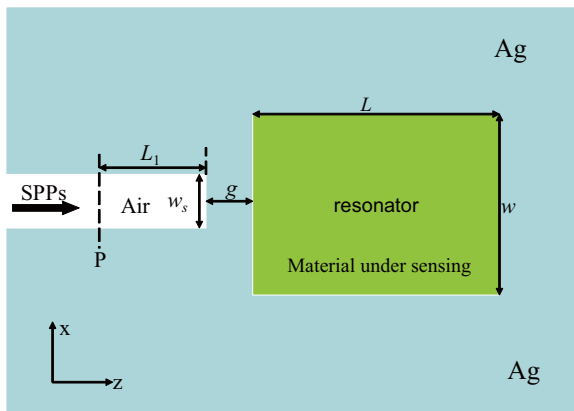


Figure 1. (Color online) The basic two-dimension structure map of the SPPs refractive index sensor
图 1. (网络版彩印)二维 SPPs 折射率传感器结构

激光照射银模的表面,同时通过扫描近场光学探测器测量沟槽内的光场分布,进而控制激光的照射强度和沟槽被照射刻蚀的位置。这样就会在银膜的表面刻出间隔距离及宽度分别为几十纳米的两个条形沟槽,用来填充待测介质,最后刻好的结构正如图 1 所示。

这种波导空腔被气体或者液体待测物质填充满的方式有所不同。气体待测物质的填充方法比较简单,由于气体在真空环境下自身的扩散内力,它可以很容易地填充满波导的空腔结构。利用纳米填充技术中的毛细吸附作用^[17],空腔波导就能被液体待测物质填充满。首先,空腔的部分内表面被液体待测物质润湿;接着,由于存在毛细泵浦效应,液体逐渐渗透到空腔内部,使得空腔被填充满了液体待测物质。

当入射的光波沿着左边的分支波导传输时,部分光波会耦合到共振腔中。在共振腔的两端即待测物质和包覆层-银的接触端面处,前向和后向传输的光波几乎被完全地反射回。部分的光波则会耦合回到左边波导分支中。因此,这个结构作用的实现起来就像一个法布里-珀罗共振腔。所以,在共振腔波导分支中,当入射波长与共振腔长同时满足某合适的条件时,就会有驻波形成了。这里共振腔的长度为 L 。显而易见,由腔内选择出的共振波长的移动依赖于待测物质折射率的改变。因此,依赖于二者的这种关系,待测物质的折射率就能通过探测共振波长的移动反推得到。

定义 $\Delta\varphi$ 为光在腔里每一圈的相位延迟,得到 $\Delta\varphi = 4\pi n_{eff} L/\lambda + \varphi_r$, 其中 $\varphi_r = \varphi_1 + \varphi_2$, 这里 φ_1 和 φ_2 分别是光束在腔的两端因反射引起的附加相移,而 L 是腔的长度。基于共振腔原理,当共振条件满足 $\Delta\varphi = 2m\pi$, 可以建立稳定的驻波,这里正整数 m 为等离子驻波的波腹数。基于法珀里共振腔的光学理论和等离子 MDM 模的有效折射率,MDM 腔的共振波长可以被推导出:

$$\lambda_m = 2n_{eff} L / (m - \varphi_r / 2\pi) \quad (1)$$

从公式(1)可以看出,共振波长 λ_m 分别与谐振腔的长度 L 和腔内的有效折射率 n_{eff} 成正比。

为了得到有效折射率与物质折射率的关系,金属-介质-金属波导结构中传输基横模^[18]的色散关系可用如下式表达:

$$\varepsilon_m k_{z2} + \varepsilon_m k_{z1} \coth(-ik_{z1} w/2) = 0 \quad (2)$$

其中 k_{z1} 和 k_{z2} 由动量守恒决定:

$$k_{z1}^2 = \varepsilon_{in} k_0^2 - \beta^2, k_{z2}^2 = \varepsilon_m k_0^2 - \beta^2, \varepsilon_{in} = n^2 \quad (3)$$

这里 ε_{in} 是介质的电介常量, w 是波导的宽度, 在本章节中 w 固定取值 50 nm。银的相对复电容率由 Drude 模型合成两极 Lorentzian(洛伦兹)模型来表述。它的介电常数如下所示:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_D^2}{\omega^2 + i\gamma_D\omega} - \sum_{m=1}^2 \frac{g_{Lm}\omega_{Lm}^2\Delta\varepsilon}{\omega^2 - \omega_{Lm}^2 + i2\gamma\omega}, \quad (4)$$

图 2 计算并显示出波导的有效折射率 n_{eff} 与物质折射率 n 在不同入射波长下的关系。从图中显而易见, 在所有入射波长下, 有效折射率 n_{eff} 在折射率范围 1.0~1.6 内与折射率 n 成线性关系。由公式(1)可知, 共振波长 λ_m 与腔内的有效折射率 n_{eff} 成正比。因此, 待测物体的折射率可以通过测量共振波长获得。

3. 基于表面等离子体波的折射率传感器的模拟

下面我们在 x - z 平面使用二维的 FDTD 计算方法研究表面等离子波在该结构中的传输特性。网格在 x 方向和 z 方向的大小设置为 $5 \text{ nm} \times 2 \text{ nm}$, 并采用完全匹配层(PML)边界吸收条件。等离子体波导的 TM 基模从左边波导向右边波导发射。如图 1 所示, 在 P 点放置功率监测器用于测量反射功率 P_{ref} , 反射率定为 $R = P_{ref}/P_{in}$, 其中 P_{in} 是 MIM 直波导的入射功率。长度

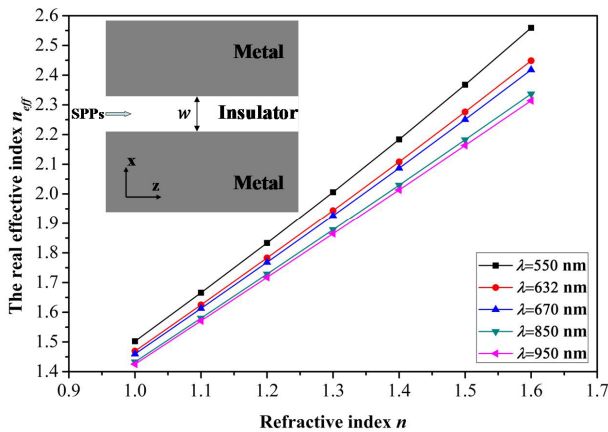


Figure 2. (Color online) The real effective index n_{eff} versus the refractive index n of the material under sensing in a metal-insulator-metal slit waveguide structure for different incident wavelengths = 550, 632.8, 670, 850, 950 nm

图 2. (网络版彩印) 在 $\lambda = 550 \text{ nm}$, 632.8 nm , 670 nm , 850 nm 和 950 nm 时, MIM 波导结构中待测物体的折射率 n 与有效折射率 n_{eff} 之间的关系

L_1 和宽度 w_s 分别固定设置为 100 nm 和 50 nm。 L 和 w 分别是谐振腔的长度和宽度。 g 表示两波导之间的间隙宽度。最初我们设置待测物体的折射率为 1(空气)。图 3 显示通过 FDTD 方法模拟得到的一个比较典型的反射谱, 此时 $L = 380 \text{ nm}$, $w = 60 \text{ nm}$ 和 $g = 20 \text{ nm}$ 。从图 3 可以发现, 第一和第二最弱反射谱分别发生在波长 1110 nm 和 580 nm 处。对于一个宽度为 60 nm 的直波导而言, 它的有效折射率 n_{eff} 约为 1.45^[19]。因此, 在给定的谐振腔长度 $L = 380 \text{ nm}$ 和假定相位移 $\phi_r = 0$ 的情况下, 当 $m = 1$ 和 $m = 2$ 时, 根据公式(1)可以计算得出第一和第二波谷分别为 1100 nm 和 550 nm。理论分析结果与模拟结果相符合。

图 4 显示在固定 $L = 380 \text{ nm}$ 和 $w = 60 \text{ nm}$ 下, 不同的金属间隙 g 对应不同的反射谱图。由图可见, 当增加间隙 g 时, 波谷的带宽变小且波谷波长会出现蓝移。但同时, 波谷波长的反射率增加。插图显示了在 $w = 150 \text{ nm}$ 和 $L = 450 \text{ nm}$ 下, 不同的金属间隙 g , 传感器第一个波谷波长随待测物体的折射率 n 的变化。显而易见, 它们是类线性的关系。

图 5(a)给出了该传感器在不同的折射率情况下反射光谱的模拟结果, 此时 $L = 380 \text{ nm}$, $w = 250 \text{ nm}$ 和 $g = 20 \text{ nm}$ 。当其它结构参数和材料参数固定, 只有待测物体折射率改变的时候, 反射光谱最弱的波长(波谷波长)(如图 5(a)所示)会随着折射率 n 的增加而向长波长移动。图 5(b)显示出了第一波谷波长($m = 1$)和第二波谷波长($m = 2$)与待测物体折射率 n 的线性关系, 正如我们理论分析所预期的一样。通过这样的线性关

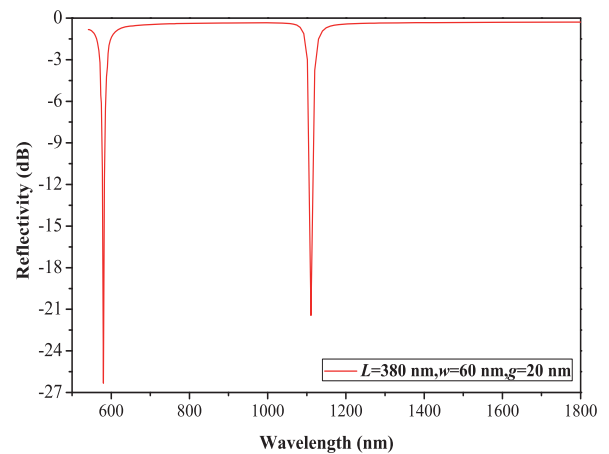


Figure 3. (Color online) The reflection spectrum of the sensor structure with $L = 380 \text{ nm}$, $w = 60 \text{ nm}$, $g = 20 \text{ nm}$

图 3. (网络版彩印) 传感器结构反射谱图, $L = 380 \text{ nm}$, $w = 60 \text{ nm}$, $g = 20 \text{ nm}$

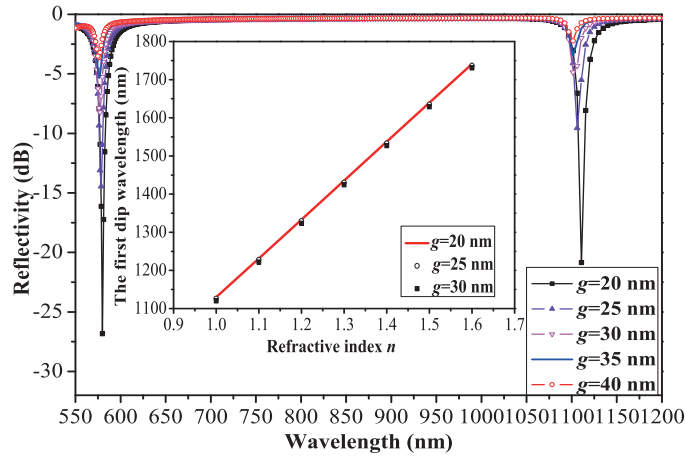


Figure 4. (Color online) The reflection spectra of the sensor structure with different metal gaps of g at $L = 380\text{nm}$ and $w = 60\text{ nm}$. Inset: the simulated first dip wavelength of the reflection spectrum versus the refractive index n of the material under sensing with different metal gaps of g at $L = 450$ and $w = 150\text{ nm}$

图 4. (网络版彩印)在 $L = 380\text{ nm}$ 和 $w = 60\text{ nm}$ 下, 不同的金属间隙 g 所对应的不同的反射谱; 插图: 在 $L = 450$ 和 $w = 150\text{ nm}$ 下, 不同的金属间隙 g , 传感器第一个波谷波长随待测物体折射率 n 的变化

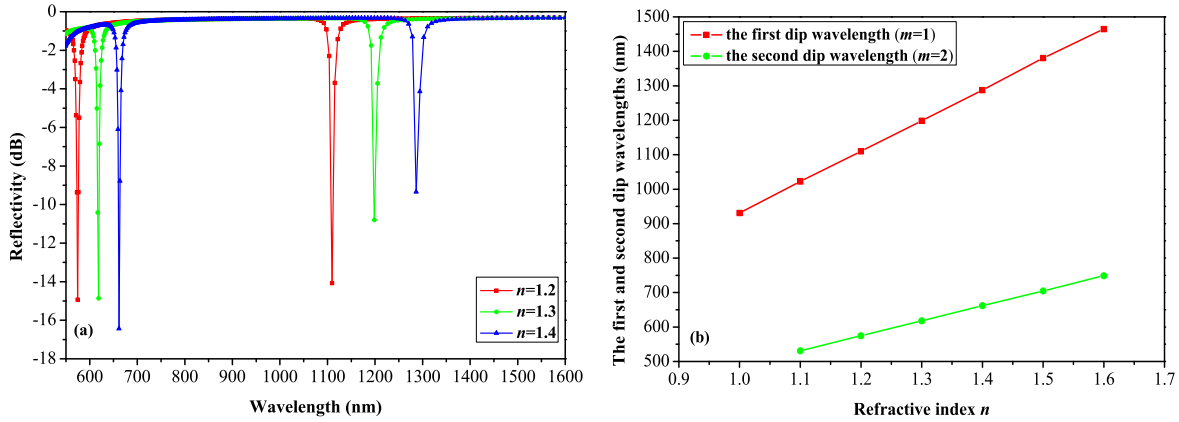


Figure 5. (Color online) (a) The simulated reflection spectra of the sensor in different refractive indices $n = 1.2, 1.3, 1.4$, with the gap of $g = 20\text{ nm}$, the width of $w = 250\text{ nm}$ and the length of $L = 380\text{ nm}$; (b) The wavelengths of the first ($m = 1$) and second dip ($m = 2$) of the reflection spectrum versus the refractive index n of the material under sensing

图 5. (网络版彩印) (a) 在 $g = 20\text{ nm}$, $w = 250\text{ nm}$ 和 $L = 380\text{ nm}$ 时, 不同待测物体折射率 n ($n = 1.2, 1.3$ 和 1.4) 下所对应的不同反射光谱; (b) 反射谱的第一共振波长 ($m = 1$) 和第二共振波长 ($m = 2$) 与待测折射率 n 的关系

系, 我们可以通过测量共振波长 λ_m (波谷波长) 而得到待测物体的折射率 n 。从图 5(b) 可知, 每改变一单位的折射率, 第二波谷波长移动了 440.1 nm 。由此可得到 $dn/d\lambda = 2.27 \times 10^{-3}\text{ nm}^{-1}$ 。如果采用高分辨率的光谱仪 (分辨率 $\Delta\lambda = 0.01\text{ nm}$), 那么折射率分辨率将会是 2.27×10^{-5} (定义传感器折射率分辨率为 $SR = (dn/d\lambda) \times \Delta\lambda$)。此外, 如图 5(b) 所示, 第一共振波长 ($m = 1$) 的移动幅度比第二共振波长 ($m = 2$) 移动幅度大。当测量第一共振波长时, 可以得到传感器的折射率分辨率为 1.11×10^{-5} 。所以当探测的波长 λ_m 是第一个波谷波长时, 探测灵敏度 SR 会有明显的提高。因此这个 SPP 折射率 MIM 传感器具有很高的灵敏度, 在高精度生

物传感领域很有潜力。

图 6(a) 给出了在不同谐振腔长度 L 的情况下, 第一个波谷波长与待测物质的折射率 n 的关系 (保持 $w = 250\text{ nm}$ 和 $g = 20\text{ nm}$ 不变)。图 6(b) 给出了在不同谐振腔宽度 w 的情况下, 第一个波谷波长与待测物质的折射率 n 的关系 (保持 $L = 450\text{ nm}$ 和 $g = 20\text{ nm}$ 不变)。很明显, 长度 L 长 (宽度 w 短) 的情况下, 变化率 $dn/d\lambda$ 要比长度 L 短 (宽度 w 长) 的情况下要更高。这也就是说, 可以通过提高长度 L (减小宽度 w) 来提高灵敏度 SR 。例如, 在 $L = 450\text{ nm}$, $w = 50\text{ nm}$ 和 $g = 20\text{ nm}$ 下通过测量第一共振波长, 可以得到 SR 分辨率为 7.4×10^{-6} 。

对于精确的探测, 校准还是十分必要的。对于一

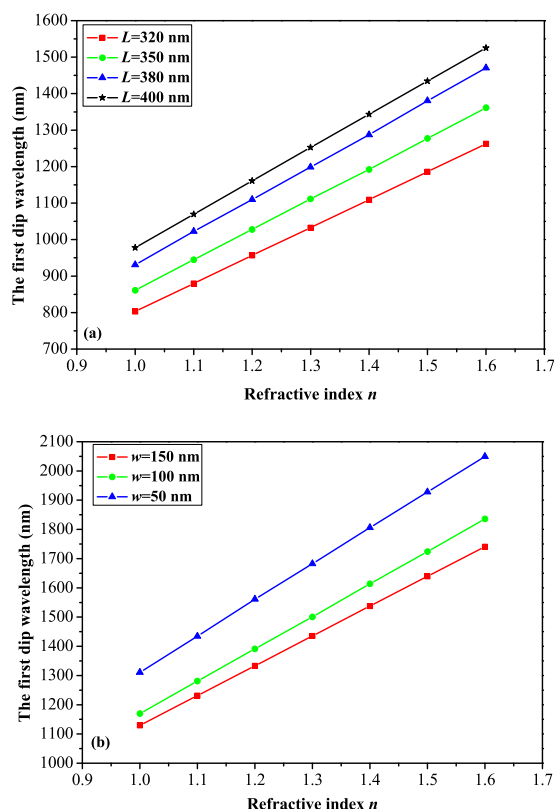


Figure 5. (Color online) (a) The simulated first dip wavelength of the reflection spectrum versus the refractive index n of the material under sensing with different resonator lengths L , the gap of $g = 20$ nm and the resonator width of $w = 250$ nm; (b) The simulated first dip wavelength of the reflection spectrum versus the refractive index n of the material under sensing with different resonator widths w , the gap of $g = 20$ nm and the resonator length of $L = 450$ nm

图 6. (网络版彩印) (a) 在 $g = 20$ nm, $w = 250$ nm 时, 长度 L 不同的情况下, 第一个波谷波长与待测物质折射率 n 之间的关系; (b) 在 $g = 20$ nm, $L = 450$ nm 时, 宽度 w 不同的情况下, 第一个波谷波长与待测物质折射率 n 之间的关系

个不知道其折射率的材料, 它的操作过程如下: 这个传感器首先用已知折射率的物质材料填充, 接着测量相应的第一个的波谷波长(在每一次测量时候都需要将该传感器清理干净); 然后, 就可以得到一个反射峰值波长和待测物质折射率的校准曲线。

在实际应用中, 通过锥形电介质波导转换器可以令光束高效率耦合进出这个传感器^[20]。在真正实际使用时, 为了测量表面等离子体的反射谱, 一个三端口的光学环形器被采用。具体的操作如下: 环形器的入射端口与光源相连接, 输出端口与传感器结构连接, 而反射信号通过第三个端口进入探测器。传感器系统的光源可以使用~10 mW 光功率的连续可调二极管激光器。选用日常使用的高精度功率计(最小测量功率为

-70 dB)去测量传感器反射回来的信号。所使用的探测器可以测量从传感器反射回来的弱信号。另一方面, 传感器的长度只有几百纳米, 远小于表面等离子体的传输距离。同时研究表明, 宽度大于 20 nm 的结构都能够利用聚焦离子束刻蚀、电子束曝光或样板溶蚀等技术^[21-23]进行制作。因此, 该传感可以应用于日常生活。

4. 总结

本文首先模拟得出了此表面等离子体折射率传感器在待测物质为空气时的传输光谱图。然后模拟得出了待测物质折射率改变时, 反射共振峰的频谱图, 进而得到了共振峰值波长和待测物质折射率之间的线性关系, 可将其用于探测待测物质的折射率。在假定波长分辨率为 0.01 nm 时, 传感器分辨率达 10^{-6} 。接着研究了几何结构参数对器件灵敏度的影响, 最后给出了如何将该结构真正实用化。

本文设计的传感器其对待测物质折射率的变化非常敏感, 且该新型传感器的结构十分简单, 可以很容易地利用聚焦离子束刻蚀、电子束曝光或样板溶蚀等技术制作, 而其结构尺寸只有几十纳米的宽度和几百纳米的长度, 突破了波长极限制约, 易于实现集成在全光回路中。也正是由于这简单结构的传感器具有高灵敏度, 所以它在精密测量中具有很好的应用前景, 适合应用于对灵敏度有很高要求的表面等离子体生物传感领域。

参考文献 (References)

- [1] R. Zia, M. D. Selker, P. B. Catrysse, et al. Geometries and materials for subwavelength surface plasmon modes. *Journal of Optical Society of America A*, 2004, 21(12): 2442-2446.
- [2] J. Bravo-Abad, et al. Transmission properties of a single metallic slit: From the subwavelength regime to the geometrical-optics limit. *Physical Review E*, 2004, 69(2): 026601.
- [3] H. Shin, M. F. Yanik, S. Fan, et al. Omnidirectional resonance in a metal-dielectric-metal geometry. *Applied Physics Letters*, 2004, 84(22): 4421.
- [4] Z. H. Han, L. Liu and E. Forsberg. Ultra-compact directional couplers and Mach-Zender interferometers based on surface plasmon polaritons. *Optics Communications*, 2006, 259(2): 690-695.
- [5] T. Nikolajsen, K. Leosson and S. I. Bozhevolnyia. Surface plasmon polariton based modulators and switches operating at telecom wavelengths. *Applied Physics Letters*, 2004, 85(24): 5833.
- [6] G. Veronis, S. Fan, "Bends and splitters in metal-dielectric-metal subwavelength plasmonic waveguides. *Applied Physics Letters*, 2005, 87(13): 131102.

- [7] Y. L. Fu, X. Y. Hu, C. C. Lu, et al. All-optical logic gates based on nanoscale plasmonic slot waveguides. *Nano Letters*, 2012, 12(11): 5784-5790.
- [8] J. Gosciniaik, S. I. Bozhevolnyi. Performance of thermo-optic components based on dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides. *Scientific Reports*, 2013, 3: 1803.
- [9] J. Ctyrocky. Theory and modelling of optical waveguide sensors utilising surface plasmon resonance. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 1999, 54(1-2): 66-73.
- [10] J. Homola, J. Ctyrocky, M. Skalsky, J. Hradilova and P. Kolarova. A surface plasmon resonance based integrated optical. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 1997, 39(1-3): 286-290.
- [11] E. M. Larsson, J. Alegret, M. Kall and D. S. Sutherland. Sensing characteristics of NIR localized surface plasmon resonances in gold nanorings for application as ultrasensitive biosensors. *Nano Letters*, 2007, 7(5): 1256-1263.
- [12] A. Lesuffleur, H. Im, N. C. Lindquist and S.-H. Oh. Periodic nanohole arrays with shape-enhanced plasmon resonance as real-time biosensors. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(24): 243110.
- [13] F. Liu, R. Wan, Y. Huang and J. Peng. Refractive index dependence of the coupling characteristics between long-range surface-plasmon-polariton and dielectric waveguide modes. *Optics Letters*, 2009, 34(17): 2697-2699.
- [14] J. Dost, J. Homola. Surface plasmon resonance sensor based on an array of diffraction gratings for highly parallelized observation of biomolecular interactions. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2008, 129(1): 303-310.
- [15] A. Taflove, S. C. Hagness. *Computational electrodynamics: The finite-difference time-domain method* (2nd Edition). Boston: Artech House, 2000: 67-107.
- [16] B. Sepulveda, A. Calle, L. M. Lechuga and G. Armelles. Highly sensitive detection of biomolecules with the magneto-optic surface-plasmon-resonance sensor. *Optics Letters*, 2006, 31(8): 1085-1087.
- [17] A. Y. Vorobyev, C. L. Guo. Metal pumps liquid uphill. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(22): 224102.
- [18] A. Boltasseva, S. I. Bozhevolnyi, T. Nikolajsen and K. Leosson. Compact Bragg gratings for Long-Range surface plasmon polaritons. *Journal of Lightwave Technology*, 2006, 24(2): 912-918.
- [19] T. Ohba, S. Ikawa. Far-infrared absorption of silicon crystals. *Journal of Applied Physics*, 1988, 64(8): 4141-4143.
- [20] G. Veronis, S. Fan. Theoretical investigation of compact couplers between dielectric slab waveguides and two-dimensional metal-dielectric-metal plasmonic waveguides. *Optics Express*, 2007, 15(3): 1211-1221.
- [21] E. J. R. Vesseur, R. de Waele, H. J. Lezec, H. A. Atwater, F. J. Garcia de Abajo and A. Ploman. Surface plasmon polariton modes in a single-crystal Au nanoresonator fabricated using focused-ion-beam milling. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(8): 083110.
- [22] S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet and T. W. Ebbesen. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators. *Nature*, 2006, 440: 508-511.
- [23] P. Nagpal, N. C. Lindquist, S.-H. Oh and D. J. Norris. Ultra-smooth patterned metals for plasmonics and metamaterials. *Science*, 2009, 325(5940): 594-597.