

含有凹口的金属纳米环形共振器的本征模式分裂*

王同标^{1)†} 刘念华²⁾ 于天宝¹⁾ 徐旭明¹⁾ 廖清华¹⁾

1)(南昌大学物理系, 南昌 330031)

2)(南昌大学高等研究院, 南昌 330031)

(2013年7月24日收到; 2013年9月30日收到修改稿)

提出了一种含有凹口金属纳米环形共振器结构, 采用时域有限差分方法模拟了表面等离子体在这种结构中的传播特性. 详细研究了凹口的长度、位置以及环的半径对透射性质的影响, 发现当凹口的长度满足一定条件, 并且处于某些特定位置的时候, 与没有凹口的环形共振器相比, 本征透射模式会发生分裂. 随着环半径的增加, 透射模式会向长波长方向移动, 但不会对模式的分裂造成影响.

关键词: 表面等离子体, 环形共振器

PACS: 73.20.Mf, 78.67.Pt, 42.79.Gn

DOI: 10.7498/aps.63.017301

1 引言

表面等离子体(surface plasmon polaritons, SPPs)是沿金属与介质界面传播的一种电磁表面模式^[1]. 1998年, Ebbesen等发现当光透过由微孔阵列组成的银薄膜时会出现异常透射现象^[2], 并且他们指出这种异常透射正是由于SPPs引起的. 由于可以克服衍射极限, 能够在亚波长范围实现对光的控制, 以及其在亚波长成像^[3], 集成光子回路^[4], 纳米光刻^[5,6]等技术领域的潜在应用价值, SPPs迅速成为国际研究前沿问题^[7]. 多种基于金属-介质-金属(metal-dielectric-metal, MDM)波导结构被提出来控制SPPs的传播^[8-25], 例如, U形波导^[8], Y形耦合器^[9], 分束器^[10], 多模干涉仪^[11], 定向耦合器^[12]等. 文献^[13]从理论上提出了一种Mach-Zehnder干涉仪, 这种干涉仪不久后在实验上得到了实现^[14]. 还有一些基于SPPs的光子带隙结构, 如Bragg反射器^[18,19], 宽度周期性变化的Bragg光栅^[20,23].

滤波器在控制光的传播方面起着重要作用,

近几年人们提出了多种不同类型的SPPs滤波器^[26-29], 这些滤波器的特点是可以实现带阻滤波, 即可以阻止某种波长(或频率)的光通过, 而允许其他波长的光通过. 然而带通滤波器, 即可以允许某种波长的光通过, 而阻止大部分其他波长的光通过, 在模式选择等方面起着更为重要的作用. 我们曾经研究了环形共振器耦合波导结构中SPPs的传播特性^[30], 发现这种结构中可以存在几种不同类型的本征透射模式^[30], 并从理论上分析了这些模式产生的原因, 这种共振器结构对于实现SPPs带通滤波具有重要帮助. 此后, 人们提出了多种基于这种环形共振器的金属纳米共振器结构^[31-35]. 本文研究含有凹口的金属纳米环形共振器中SPPs的传播特性, 通过在环形共振器上设置一个凹口来破坏它的对称性, 从而改变SPPs在共振环中的传播路径. 采用二维有限时域差分(Finite-Difference Time-Domain, FDTD)方法, 详细分析了凹口的长度和位置对透射模式的影响, 发现当凹口的长度和位置满足一定条件时, 会造成环形共振器中本征模式的分裂. 此外, 还发现共振环半径的改变只会改变本征模式的波长, 而不会对模式分裂产生影响.

* 国家自然科学基金(批准号: 11264029, 11264030)、江西省自然科学基金(批准号: 20114BAB212005)和江西省教育厅基金(批准号: GJJ12139)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: tbwang@ncu.edu.cn

2 理论模型

本文研究的具有凹口的金属环形共振器波导结构如图 1(a) 所示, 图中灰色区域和白色区域分别代表银和空气. 两 MDM 直波导通过一个具有凹口的 MDM 环形共振器耦合在一起, d 为直波导和环的宽度, r_i 表示环的内半径, r_a 表示环的外半径, $r = (r_a + r_i)/2$ 为环的半径, δ 表示直波导与环之间的耦合距离. L 为凹口的长度, 它的宽度也是 d , 凹口的位置由角度 θ 决定.

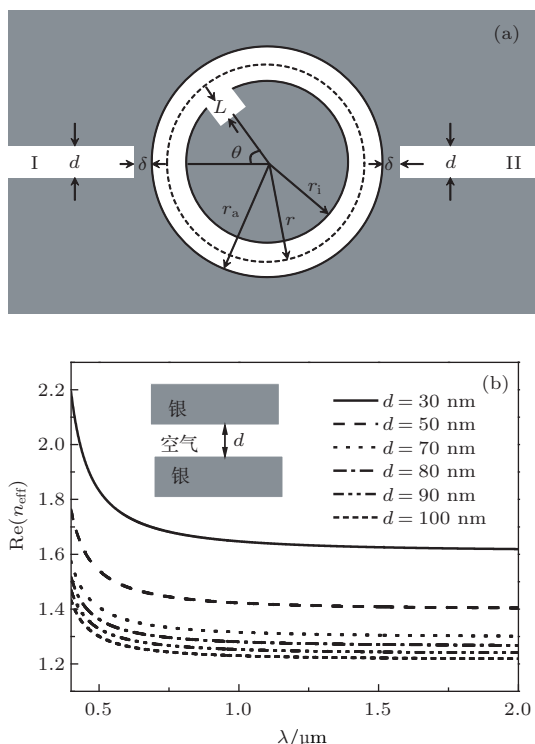


图 1 (a) 含有凹口的金属纳米环形共振器结构 (灰色区域代表银, 白色区域代表空气); (b) 不同宽度的 MDM 结构的有效折射率的实部与波长的关系 (插图表示 MDM 结构)

对于一 MDM 结构, SPPs 的色散关系可以用下面的关系式表示 [36]:

$$\frac{\varepsilon_0 p}{\varepsilon_s k} = \frac{1 - \exp(kd)}{1 + \exp(kd)}, \quad (1)$$

其中 $k = \sqrt{\beta_{\text{spp}}^2 - \varepsilon_0 k_0^2}$, $p = \sqrt{\beta_{\text{spp}}^2 - \varepsilon_s k_0^2}$. β_{spp} 为传播常数, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为光在真空中的波矢, ε_0 和 ε_s 分别为真空 (空气) 和银的介质函数. 为了能够和真实材料更好的匹配, 这里银的介电函数可以用 Lorentz-Drude 模型表示 [37]

$$\varepsilon_s = \varepsilon_\infty - \sum_{m=0}^M \frac{G_m \Omega_m^2}{\omega_m^2 - \omega^2 + i\omega \Gamma_m}. \quad (2)$$

在这里 ε_∞ 为相对电导率, G_m 为振子的强度, Ω_m 为等离子体频率, ω_m 为共振频率, Γ_m 为阻尼因子, ω 入射光的圆频率. (2) 式中的各个物理量的值可以文献 [37] 中找到. MDM 结构的有效折射率为 $n_{\text{eff}} = \beta_{\text{spp}}/k_0$.

在图 1(b) 中我们给出了当波导宽度 d 取不同值时有效折射率 (effective refraction index, ERI) 的实部与入射光波长 λ 的关系. 可以看到对于给定的波长, 随着波导宽度的增加 ERI 会降低; 但当波导宽度比较小时, ERI 会降低很快, 而当波导宽度比较宽时, ERI 就会降低很慢. 对于波导宽度 d 固定时, ERI 在长波长时范围变化比较慢, 而在短波长范围, ERI 随波长减小迅速增加.

3 结果和讨论

我们采用二维 FDTD 方法来模拟 SPPs 在这种金属纳米结构中的传输特性, 在模拟过程中采用完美匹配边界条件. 首先, 当环上没有凹口时, 假定 SPPs 由一偶极子在波导 I 的最左端激发, 激发后沿波导 I 向右传播, 当到达波导 I 的最右端时, 有一部分会被反射回去, 另外有一部分会耦合到环里面. 在环里面 SPPs 将会分成顺时针和逆时针两支传播, 这两支会在传播的过程中产生干涉, 有一些满足共振条件的模式可以耦合到波导 II 中, 能够从波导 II 中透射出来, 这些透射模式称为环的本征模式 [30]. 当环上有一个凹口存在时, 环的对称性就会被破坏, SPPs 顺时针和逆时针传播的两条路径不再是等价的, 因此环的本征模式也会被破坏. 凹口的存在会在两个方面影响到 SPPs 的传播, 首先, 由于凹口的存在增加了凹口处 MDM 结构波导的宽度, 所以从图 1(b) 可以看出凹口处的 ERI 比环上其他位置要小一些, 如果凹口的长度比较长, 将会增加其中一支 SPPs 的传播长度; 另外, 凹口处于不同位置时对 SPPs 传播的影响也不相同, 这与 Bragg 反射器中缺陷位置不同会影响到缺陷模存在是类似的. 因此, 接下来我们从凹口的长度和位置两个方面来讨论它们对 SPPs 传播的影响.

3.1 凹口的长度对 SPPs 传播的影响

我们首先固定环的半径和凹口的位置来研究凹口长度的变化对本征模式的影响, 在模拟中, 环的半径设置为 $r = 180$ nm, 任取凹口的位置 $\theta = 65^\circ$, 凹口的宽度 d 设置为 50 nm, 凹口的长度

L 从 0 按 5 nm 的步长逐渐递增到 75 nm. 在图 2 中我们给出了在不同凹口长度下 SPPs 的透射率随波长的变化关系, 在图 2(a) 中可以看到当凹口的长度为 0 时, 透射谱中有三个主要的透射峰, 分别代表三种不同的透射模式, 这在文献 [30] 中有过详细的讨论. 从图 2(a) 和 (b) 中可以看出对于凹口长度比较小的情况, 透射谱几乎没有明显变化; 并且随着凹口长度的增加, 几种模式也没有发生明显的移动. 在图 2(c) 中, 当凹口的长度增大到一定的长度时 (比如 $L = 40$ nm), 模式 II 和 III 都发生了分裂, 对于模式 III 来说分裂后的两个峰随 L 的增加分离的更加明显, 左边的峰逐渐上升, 而右边的峰逐渐下降. 在图 2(d) 中, 三种本征模式都发生了分裂. 对比图 2(c) 可以看出随着凹口长度的增加, 模式

III 中左边的峰已经超过了右边的峰, 因此, 可以看出凹口的长度变化对模式 III 的影响更大, 即对波长较长的模式影响更大. 并且随着凹口长度的增加, 图 2(d) 中的透射率相对于图 2(a) 有了明显的下降, 透射率的下降是由于 SPPs 在金属波导中的传播距离变长从而使得衰减增加. 可以看出在固定凹口的位置时, 只有当它的长度达到某个值时, 透射模式才能够产生明显的分裂. 另外, 在图 1(b) 中可以得到当凹口的长度很大时, ERI 的变化很慢, 所以可以推断出影响本征模式分裂的主要原因是由于凹口长度的变化增加了其中一支 SPPs 的传播长度, 而不是由于凹口的存在改变了凹口处的 ERI 造成的.

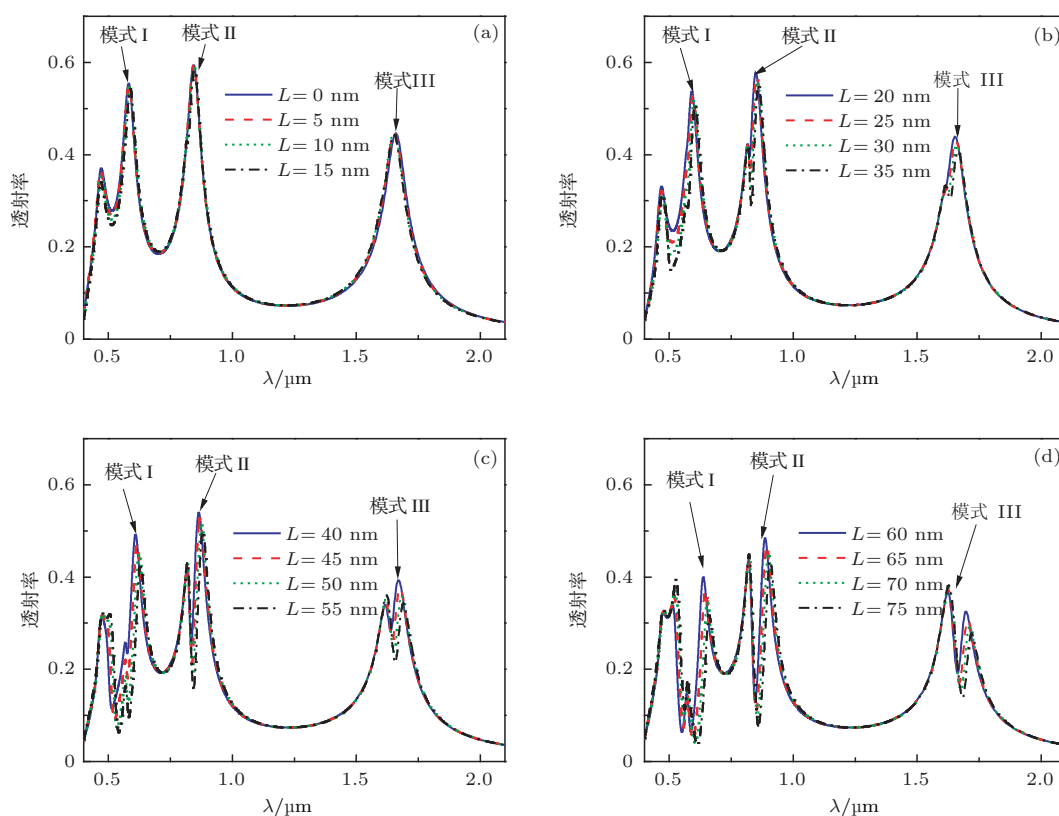


图 2 凹口长度取不同值时透射率随入射波长的变化关系

3.2 凹口的位置对 SPPs 传播的影响

接下来, 固定环的半径和凹口的长度来研究凹口的位置对本征模式的影响. 设置环的半径仍然保持为 $r = 180$ nm, 在上面的分析中我们得到当凹口的长度达到某一值时, 模式 II 和 III 都能够产生明显分裂, 所以在这里我们选取凹口的长度为 $L = 75$ nm. 在模拟过程中设置凹口的位置从零度按照 10°

的步长变化到 90° , 在图 3 中给出了凹口在不同的位置时透射率与入射波长之间的关系.

从图 3(a) 中可以看出, 当 $\theta = 0$ 时本征模式没有发生分裂, 随着角度的增加, 模式 II 先开始分裂, 当 $\theta = 20^\circ$ 时, 模式 II 已经明显地分裂为两个峰, 而模式 III 也开始发生变化; 随着角度的进一步增加, 在图 3(b) 中模式 II 已经分裂的两个峰又重新合并为一个, 而模式 III 逐渐分裂为两个峰, 当 $\theta = 50^\circ$

时, 模式 III 已经非常明显地形成两个峰; 当角度增大到 $\theta = 60^\circ$ 时, 模式 II 的峰又开始分裂为两个, 而模式 III 继续保持为两个峰, 如图 3(c) 所示. 在 $\theta = 70^\circ$ 时, 模式 II 和模式 III 依然能够同时分裂为

两个峰. 当角度继续增大时, 模式 II 和 III 中的两个峰又慢慢变为一个. 可以看到随着角度的增加, 模式 II 经历了由分裂到复原再到分裂的过程, 而模式 III 经历了由分裂到复原的过程, 两种模式的分裂过

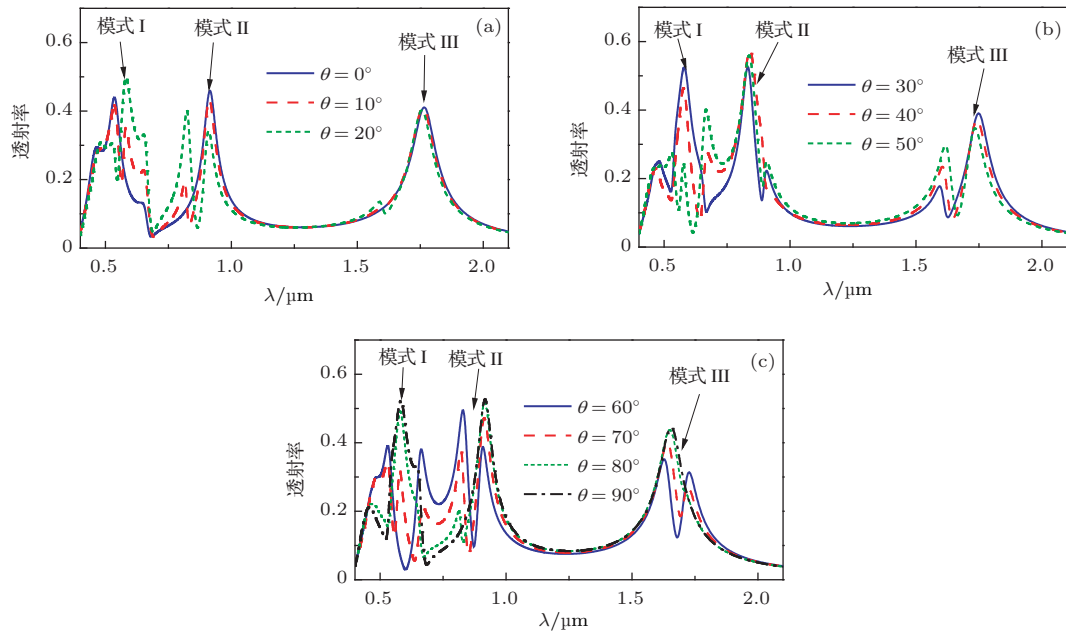


图 3 凹口位于不同位置处透射率随波长的变化关系

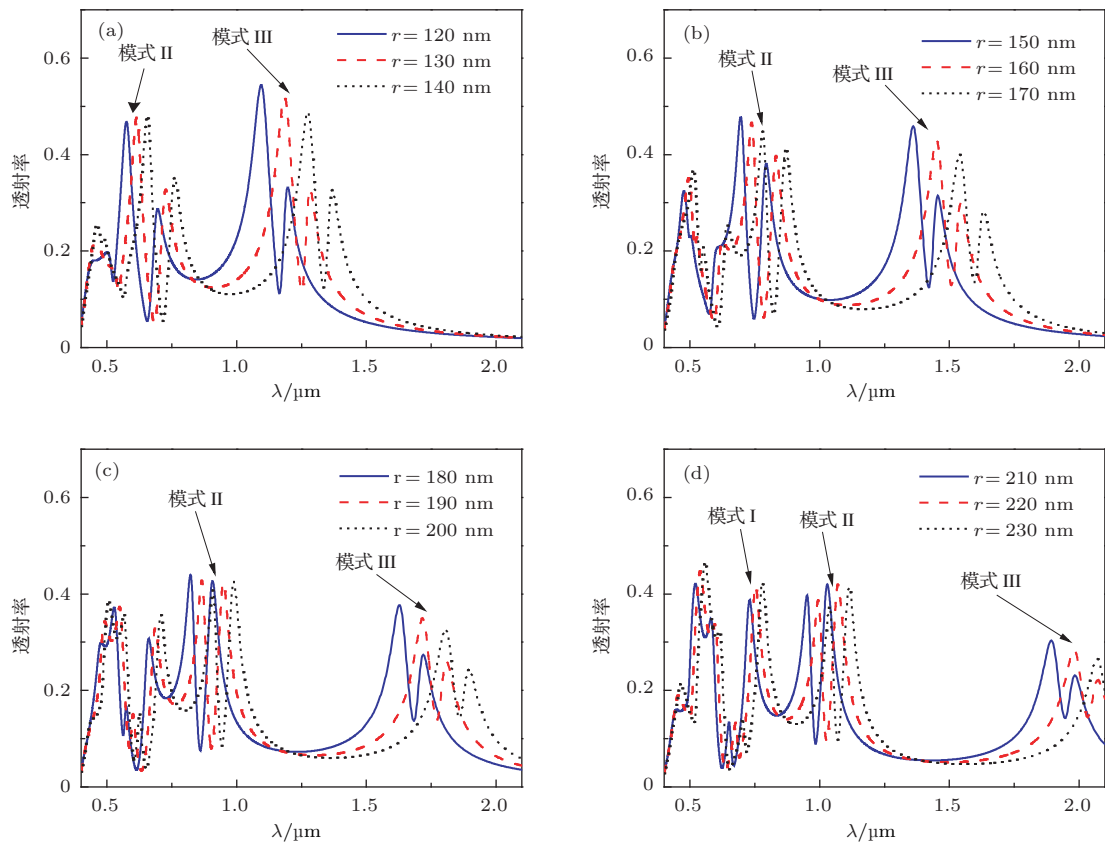


图 4 固定凹口的长度和位置, 在不同的环半径下, 透射率与入射波长的关系

程并不完全一致. 并且可以看出当 θ 大约在 60° 与 70° 之间时, 模式II与III都有比较好的分裂. 另一方面, 凹口位置的变化对模式II的位置(波长)影响不大, 而使模式III向短波长方面移动. 通过上面的分析可以看出, 共振环中本征模式的分裂同时受到凹口长度和位置的影响.

接下来我们来考虑环的半径对SPPs传输特性的影响, 在计算中凹口的位置设置为 65° , 凹口的长度 L 为75 nm, 从前面的分析中可以看出这两个参数能够使模式II和III都能形成明显地分裂. 在计算中, 我们设置环的半径由120 nm按照步长10 nm逐渐递增到230 nm. 从图4中可以看出随着环半径的增加分裂后的模式会向长波长方向移动, 分裂后的模式在移动过程中保持透射谱的形状不变, 所以环半径的增加对本征模式的分裂不会产生影响. 然而, 随着环半径的增加透射率会降低, 这是由于环半径的增加从而增加SPPs的传播距离, 进而增加了能量损耗, 造成了透射率的降低.

最后, 我们来分析一下凹口导致本征模式分裂的原因. 对于对称结构来说, SPPs顺时针和逆时针传播时两条路径是等价的, 顺时针和逆时针传播的模式是简并的, 所以在对称结构中本征模式是没有分裂的. 而当引入凹口将环的对称性破坏后, 这相当于在整个系统中引入了一个微扰, 这个微扰同时受到凹口长度和位置的影响. 由于整个结构不再是对称的, SPPs顺时针和逆时针传播的路径不再是等价的, 在波导中的传播特性(如共振透射波长)也会发生改变, 原来两简并模式就会发生分裂. 除受到凹口的长度影响外, SPPs的传播特性也会受到缺陷位置的影响, 这与Bragg栅反射器中缺陷模受缺陷位置影响是类似的. 所以只有当凹口的长度达到一定的值, 并且凹口在某些特定位置时, 本征模式的分裂才会明显.

4 结 论

本文研究了一种具有凹口的金属纳米环形共振器结构, 通过二维FDTD方法模拟了SPPs在这种结构中的传输特性. 详细讨论了凹口的长度、位置以及环的半径对SPPs传输的影响, 发现由于凹口的引入破坏了环形共振器的共振条件, 从而造成了共振环本征模式的分裂. 凹口的位置和长度对本征模式的分裂都起着重要作用, 只有当凹口的长度比较长时, 并且凹口处于某些特定位置时, 才会对

本征模式的分裂产生明显的影响; 环的半径的增加会使各种不同的模式向长波长方向移动, 但并不会影响本征模式的分裂. 本文的结果对于纳米光子学的研究以及纳米光学器件的制作具有较好的应用价值.

参考文献

- [1] Raether H 1988 *Surface Plasmons on smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Berlin: Springer-Verlag)
- [2] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [3] Zhang X, Liu Z 2008 *Nature Mater.* **7** 435
- [4] Liu L, Han Z, He S 2005 *Opt. Express* **13** 6645
- [5] Shao D B, Chen S C 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 253107
- [6] Wang L, Uppuluri S M, Jin E X, Xu 2006 *Nano Lett.* **6** 361
- [7] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T 2003 *Nature* **424** 824
- [8] Lee T W, Gray S 2005 *Opt. Express* **13** 9652
- [9] Gao H, Shi H, Wang C, Du C, Luo X, Deng Q, Lv Y, Lin X, Yao H 2005 *Opt. Express* **13** 10795
- [10] Veronis G, Fan S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 131102
- [11] Han Z, He S 2007 *Opt. Commun.* **278** 199
- [12] Zhao H, Huang X, Huang J 2008 *Phys. E* **40** 3025
- [13] Han Z, Liu L, Forsberg E 2006 *Opt. Commun.* **259** 690
- [14] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, Laluet J Y, Ebbesen T W 2006 *Nature* **440** 508
- [15] Nikolajsen T, Leosson K, Bozhevolnyi S I 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 5833
- [16] Pile D F P, Gramotnev D K 2005 *Opt. Lett.* **30** 1186
- [17] Verhagen E, Polman A, Kuipers L K 2008 *Opt. Express* **16** 45
- [18] Wang B, Wang G P 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 013107
- [19] Liu J Q, Wang L L, He M D, Huang W Q, Wang D, Zou B S, Wen S 2008 *Opt. Express* **16** 4888
- [20] Han Z, Forsberg E, He S 2007 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19** 91
- [21] Long Y B, Zhang J, Wang G P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7722 (in Chinese)[龙拥兵, 张剑, 汪国平 2009 物理学报 **58** 7722]
- [22] Shen Y, Fan D H, Fu J W, Yu G P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 117302 (in Chinese)[沈云, 范定寰, 傅继武, 于国萍 2011 物理学报 **60** 117302]
- [23] Zhong M L, Li S, Xiong Z H, Zhang Z Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 027803 (in Chinese)[钟明亮, 李山, 熊祖洪, 张中月 2012 物理学报 **61** 027803]
- [24] Chen Y Y, Qin L, Tong C Z, Wang L J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 167301 (in Chinese)[陈泳屹, 秦莉, 佟存柱, 王立军 2013 物理学报 **62** 167301]
- [25] Chen L, Zhang T, Li X 2013 *Chin. Phys. B* **22** 077301
- [26] Boltasseva A, Bozhevolnyi S, Søndergaard T, Nikolajsen T, Leosson K 2005 *Opt. Express* **13** 4237
- [27] Xiao S, Liu L, Qiu M 2006 *Opt. Express* **14** 2932
- [28] Hosseini A, Massoud Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 181102
- [29] Lin X S, Huang X G 2008 *Opt. Lett.* **33** 2874
- [30] Wang T B, Wen X W, Yin C P, Wang H Z 2009 *Opt. Express* **17** 24096

- [31] Lu H, Liu X, Mao D, Wang L, Gong Y 2010 *Opt. Express* **18** 17922
- [32] Wang G, Lu H, Liu X, Mao D, Duan L 2011 *Opt. Express* **19** 3513
- [33] Setayesh A, Mirnaziry S R, Abrishamian M S 2011 *J. Opt.* **13** 035004
- [34] Chen P, Liang R, Huang Q, Xu Y 2011 *Opt. Commun.* **284** 4795
- [35] Zand I, Mahigir A, Pakizeh T, Abrishamian M S 2012 *Opt. Express* **20** 7516
- [36] Kaminow I P, Mammel W L, Weber P 1974 *Appl. Opt.* **13** 396
- [37] Rakic A D, Djuricic A B, Elazar J M, Majewski M L 1998 *Appl. Opt.* **37** 5271

Splitting of transmission modes in a nanoscale metal ring resonator with a notch*

Wang Tong-Biao^{1)†} Liu Nian-Hua²⁾ Yu Tian-Bao¹⁾ Xu Xu-Ming¹⁾
Liao Qing-Hua¹⁾

¹⁾ (Department of Physics, Nan Chang University, Nan Chang 330031, China)

²⁾ (Institute for Advanced Study, Nan Chang University, Nan Chang 330031, China)

(Received 24 July 2013; revised manuscript received 30 September 2013)

Abstract

A nanoscale metal ring resonator with a notch is proposed, in which the propagating characteristics of surface plasmons was studied with the help of finite-difference time-domain method. Influences of the length and position of the notch and the radius of the ring on the transmission properties of the ring resonator have been studied in detail. We found that, compared with the ring resonator without notch, the intrinsic mode of the ring resonator will split when the length and position of the notch satisfy some special conditions. In addition, the split modes will shift toward longer wavelengths as the radius of the ring increases, while the variation of the radius has no influence on the splitting behavior of the intrinsic modes.

Keywords: surface plasmons polaritons, ring resonator

PACS: 73.20.Mf, 78.67.Pt, 42.79.Gn

DOI: 10.7498/aps.63.017301

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11264029, 11264030), the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (No. 20114BAB212005), and the Nature Science Foundation of education department of Jiangxi Province, China (Grant No. GJJ12139).

† Corresponding author. E-mail: tbwang@ncu.edu.cn