

内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构中的法诺共振现象*

罗松¹⁾ 付统¹⁾ 张中月^{1)2)†}

1) (西南大学物理科学与技术学院, 重庆 400715)

2) (陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710062)

(2013年1月27日收到; 2013年4月1日收到修改稿)

应用时域有限差分算法系统地研究了内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构的透射特性. 由于倾斜银纳米棒破坏了圆形腔原有的对称稳态磁场分布, 该系统中产生了法诺共振现象. 此外, 透射光谱强烈地依赖于纳米棒的倾斜角度和纳米棒的形貌参数. 这些结果有助于设计复合结构滤波器, 满足特定的滤波需要.

关键词: 表面等离极化激元, 法诺共振, 时域有限差分算法

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn

DOI: 10.7498/aps.62.147303

1 引言

当离散态能级与连续态能带之间发生干涉时可实现法诺共振^[1], 在物理学许多领域已经观察到法诺共振现象. 最近发现, 法诺共振可以在金属纳米结构尤其是耦合金属纳米结构中实现^[2-8]. 由于耦合金属结构具有独立控制连续宽谱共振和分离窄谱共振的优势, 耦合金属结构被广泛用于研究以实现法诺共振. 目前, 研究者已经设计出各种基于局域表面等离激元共振 (localized surface plasmon resonance, LSPR) 的法诺共振系统, 例如, 纳米颗粒群^[2,3]、偏心圆环/圆盘 (nonconcentric ring/disk) 系统^[4]、朵儿门 (dolmen-type) 结构^[6]、圆环 - 圆盘结构^[8]等. 此外, 金属结构附近的介质衬底也会破坏金属结构原有的 LSPR, 从而产生新的共振模式, 导致法诺共振的产生^[7]. 另外, 对称结构破缺也会导致新的共振模式产生, 例如对称圆盘破缺 V 形缺口以产生法诺共振现象^[9]. 当法诺共振产生时, 纳米结构系统的消光光谱对结构周围介质的折射率非常敏感, 故法诺共振系统在基于介质折射率的传感器方面有着很好的应用潜力.

虽然基于 LSPR 的法诺共振被广泛研究, 但是基于表面等离极化激元 (surface plasmon polaritons,

SPPs) 法诺共振方面的研究还有限. SPPs 是一种金属表面的自由电子与光子相互作用所形成的电荷疏密波^[10-12], 在垂直于界面方向上以指数形式衰减, 具有很好的限域特性, 以致突破传统光学中的衍射极限, 从而实现亚波长光学器件的集成^[13-18]. SPPs 拥有非常广阔的应用前景, 尤其在波导^[19]方面, 比如纳米银线波导^[20]以及金属 - 介质 - 金属 (MIM) 波导等. 与基于 LSPR 的传感器相比, 基于 MIM 波导的 SPPs 传感器拥有较小的模式尺寸, 因此构建基于 MIM 波导的法诺共振系统, 在针对介质折射率的传感器和滤波器设计方面均具有巨大的潜在应用.

本文通过在圆形腔内嵌入纳米棒以破坏圆形腔原有稳态磁场分布的对称性, 以实现法诺共振, 并应用时域有限差分算法计算了该结构的透射光谱和稳态磁场分布, 并与空圆形谐振腔模拟计算结果比较. 结果发现, 倾斜纳米棒破坏了圆形谐振腔原有稳态磁场分布的对称性, 并实现了法诺共振. 此外, 透射光谱还强烈地依赖于纳米棒的倾斜角度和结构参数.

2 结构和计算方法

图 1 为内嵌纳米棒圆形银缝隙的结构示意图,

* 国家自然科学基金 (批准号: 11004160) 和国家级大学生创新创业训练计划 (批准号: 201210635131) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zyzhang@snnu.edu.cn

该结构由 MIM 波导、圆形腔和矩形纳米棒组成, 波导的厚度 (z 方向) 为 600 nm. 为保证只有磁场的横向基模 (TM₀ mode) 通过, 波导的宽度固定为 50 nm^[21]. 在本文中, 圆形腔的半径固定为 300 nm. 矩形纳米棒置于圆形谐振腔中, 其长度和宽度分别用 L 和 D 表示; 将纳米棒的长度方向与 x 轴的正方向的夹角定义为倾斜角 θ . 在波导的中间距离圆形谐振腔中心 700 nm 处设置一个偶极子源 S , 并在 y 方向上以高斯脉冲的形式振动以激发 MIM 波导中的电磁场.

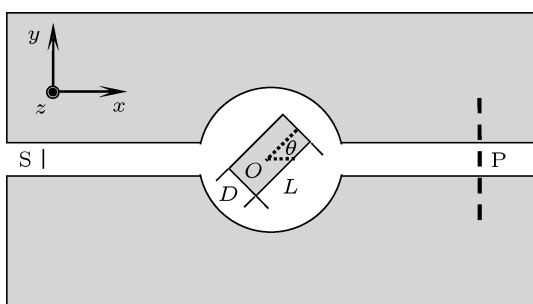


图 1 内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构示意图

本文利用基于时域有限差分算法的电磁仿真软件 (XFDTD, Recom Inc.) 数值模拟了图 1 结构的透射特性, 作为比较, 我们也研究了空圆形腔的透射特性. 我们在图 1 中的 x 轴正方向上距离谐振腔中心 700 nm 处设置一个能量探测器, 系统的透射系数定义为 $T = P_f/P_0$, 式中 P_f 为流过圆形谐振腔系统 (没有纳米棒) 或者圆形谐振腔 - 纳米棒 (nanocavity-nanorod) 系统的能量探测器的能量, P_0 为流过没有圆形谐振腔时直波导的能量. 银的相对介电常数 $\epsilon(\omega)$ 采用修正后的 Debye-Drude 模型^[22], $\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty)/(1 + i\omega\tau) + \sigma/i\omega\epsilon_0$, 式中, $\epsilon_s = -9530.5$ 代表静态介电常数, $\epsilon_\infty = 3.8344$ 为无穷介电常数, $\sigma = 1.1486 \times 10^7$ S/m 为电导率, $\tau = 7.35 \times 10^{-15}$ 为弛豫时间.

3 结果与讨论

图 2 所示为圆形谐振腔 (不加纳米棒) 结构以及圆形谐振腔中加入倾斜角为 $\theta = 0^\circ$ 和 $\theta = 45^\circ$ 的纳米棒 (纳米棒长度和宽度为 $L = 300$ nm 和 $D = 100$ nm) 结构的透射光谱. 当没有纳米棒时, 透射光谱中出现三个共振模式 (波长由长到短分别表示为 I, II, III). 当加入矩形纳米棒且倾斜角 $\theta = 0^\circ$ 时, 系统的共振模式与没有加纳米棒时相似, 光

谱中有三个共振模式. 然而, 当纳米棒的倾斜角 $\theta = 45^\circ$ 时, 光谱中出现了四种共振模式; 模式 II 分裂成了两种共振模式, 我们用 Π_A 代表短波长处的共振模式, 用 Π_B 代表长波长处的共振模式.

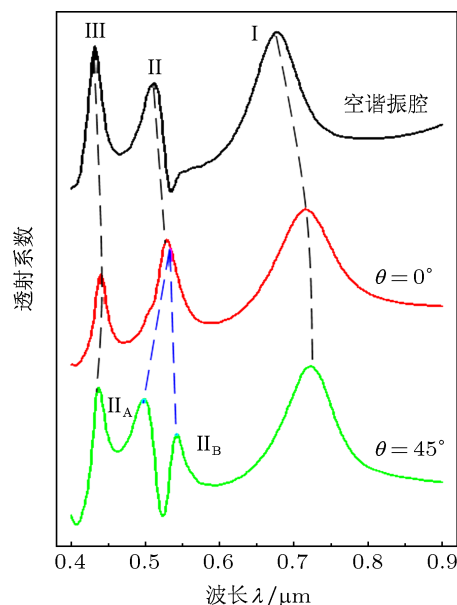


图 2 圆形腔 (不加纳米棒) 的透射光谱以及内嵌纳米棒圆形缝隙结构在纳米棒倾斜角 $\theta = 0^\circ$ 和 $\theta = 45^\circ$ 时的透射光谱

为进一步研究图 2 中的共振模式, 我们计算了图 2 中透射峰处的归一化稳态磁场 H_z 分布. 图 3(a)—(c) 为不加纳米棒时, 共振波长 $\lambda_I = 0.678$ μm , $\lambda_{II} = 0.512$ μm 和 $\lambda_{III} = 0.432$ μm 处的稳态磁场 H_z 分布. 从图中我们可以看到波长 λ_I 的共振模式有 2 个, 波长 λ_{II} 的共振模式有 3 个, 波长 λ_{III} 的共振模式有 4 个, 这些共振模式均匀地分布在圆形腔内. 图 3(d)—(f) 为内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构在 $\theta = 0^\circ$ 时, 波长 $\lambda_I = 0.716$ μm , $\lambda_{II} = 0.530$ μm 和 $\lambda_{III} = 0.440$ μm 处的稳态磁场 H_z 分布. 可以发现, 这种分布与图 3(a)—(c) 的共振模式相似. 在 $\theta = 0^\circ$ 时, 纳米棒水平放置, 因为不会破坏原有空圆形腔模式分布的上下对称特性, 所以纳米棒不会破坏谐振腔的原有共振模式. 图 3(g)—(j) 为纳米棒倾斜角 $\theta = 45^\circ$ 时, 波长 $\lambda_I = 0.722$ μm , $\lambda_{IIB} = 0.542$ μm , $\lambda_{IIA} = 0.498$ μm 和 $\lambda_{III} = 0.438$ μm 处的稳态磁场 H_z 分布. 当 $\lambda_I = 0.722$ μm 时, 如图 3(g) 所示, 该分布与图 3(a) 和 3(d) 的稳态磁场 H_z 分布相似, 它们是同种共振模式; 然而, 当 $\lambda_{IIB} = 0.542$ μm 时, 如图 3(h) 所示, 在纳米棒的中部位置有较大的磁场出现, 难以判断腔中的模式数目. 同样, 当 $\lambda_{IIA} = 0.498$ μm 时, 如图 3(i) 所示, 纳米棒中部也出现了较大的磁场分布, 此时也难以区分有几种共振模式. 当

$\lambda_{III} = 0.438 \mu\text{m}$ 时, 如图 3(j) 所示, 在圆形谐振腔中有与图 3(c) 和 (f) 稳态磁场 H_z 分布相似的磁场分布, 与图 3(c) 和 (f) 的共振模式相似. 总之, 在内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构中, 当纳米棒倾斜角 $\theta = 45^\circ$ 时, 纳米棒破坏了结构的对称性, 从而导致了非对称的稳态磁场 H_z 分布, 在传输光谱中出现了新的共振模式, 导致了法诺共振现象的产生.

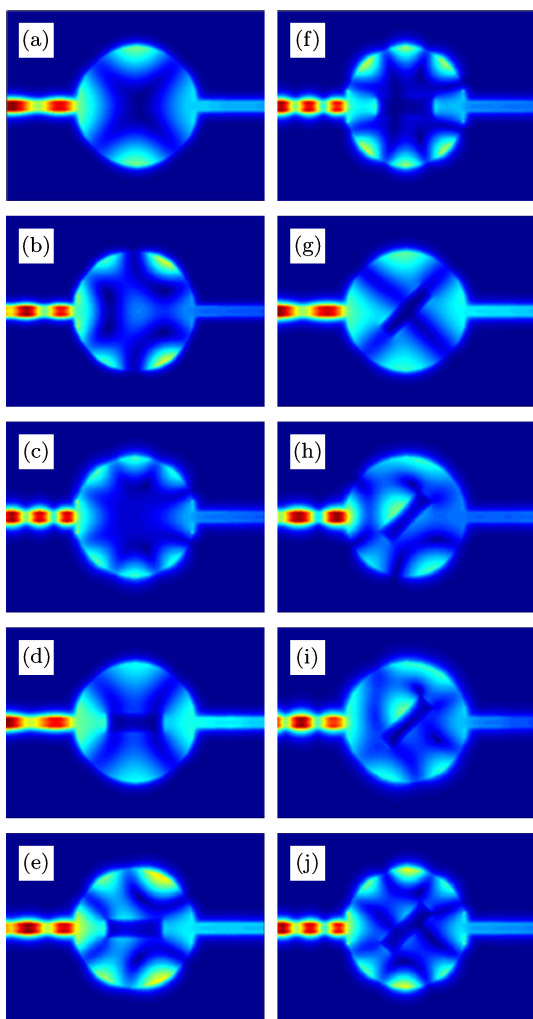


图 3 不同谐振腔、不同共振波长处的稳态磁场分布 (a)–(c) 谐振腔 (不加纳米棒) 共振波长分别为 $0.678, 0.512$ 和 $0.432 \mu\text{m}$; (d)–(f) 内嵌纳米棒圆形银缝隙结构在 $\theta = 0^\circ$, 共振波长分别为 $0.716, 0.530$ 和 $0.440 \mu\text{m}$; (g)–(i) 内嵌纳米棒圆形银缝隙结构在 $\theta = 45^\circ$, 共振波长分别为 $0.722, 0.542, 0.498$ 和 $0.438 \mu\text{m}$

为研究内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构中纳米棒的倾斜角度 θ 对透射特性的影响, 计算了不同 θ 时的透射光谱. 此时, 固定 $L = 300 \text{ nm}$ 和 $D = 100 \text{ nm}$, 并将 θ 从 $\theta = 0^\circ$ 增加到 $\theta = 90^\circ$ (间隔 10°). 如图 4 所示, 当 $\theta = 0^\circ$ 时, 透射光谱中有三个共振模式. 当 θ 从 $\theta = 0^\circ$ 增加到 $\theta = 10^\circ$ 时,

共振模式 II 分裂成两个毗连的共振模式 II_A 和 II_B . 随着 θ 增加, 模式 II_A 的透射率增加; 当 θ 增加到 $\theta = 45^\circ$ 以后, 模式 II_A 的透射率逐渐减小; 当 θ 增加到 $\theta = 90^\circ$ 时, 结构是对称的, 模式 II_A 消失. 从图 4 分析可知, 只有当 θ 取适当值时, 内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构中才产生法诺共振现象.

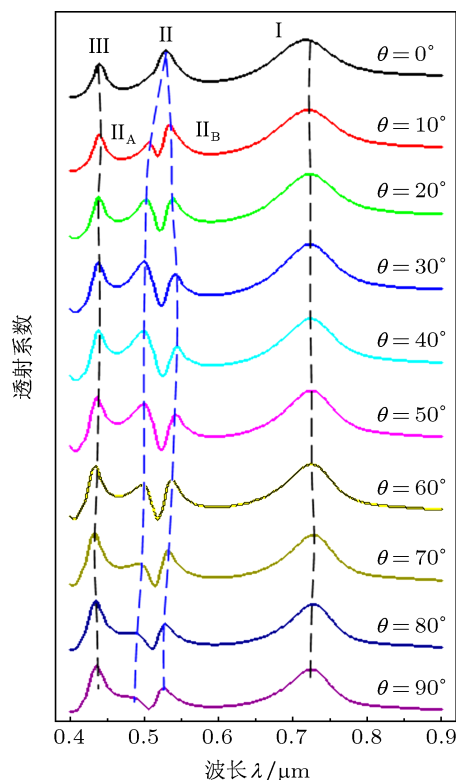


图 4 纳米棒长度 $L = 300 \text{ nm}$, 宽度 $D = 100 \text{ nm}$, 不同倾斜角 θ 时, 内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构的透射光谱

为了研究纳米棒的长度 L 对内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构透射光谱的影响, 我们计算了不同 L 时的透射光谱. 此时, 固定 $\theta = 45^\circ$ 和 $D = 100 \text{ nm}$, 并将长度 L 从 $L = 200 \text{ nm}$ 增加到 $L = 400 \text{ nm}$ (间隔 50 nm). 如图 5 所示, 对不同长度 L , 传输光谱中有四种共振模式: I, II_B , II_A 和 III. 随着长度 L 增加, 模式 I 的共振波长单调红移, 同时模式 II_B 和 II_A 之间的分裂宽度单调增加, 这是因为随着长度 L 增加, 纳米棒的顶端与谐振腔的内壁之间的距离减小, 纳米棒与谐振腔的耦合作用增强, 法诺共振现象更加明显, 从而导致 II_B 和 II_A 之间的分裂宽度增加. 模式 III 的共振波长移动不明显, 这是因为如图 3(j) 所示, 该模式的磁场主要集中在圆腔内壁表面, 与纳米棒间的耦合较弱, 纳米棒长度的增加不会造成该透射峰明显地移动.

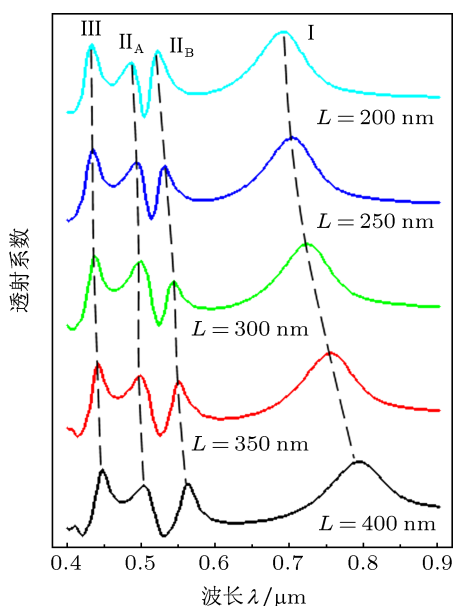


图5 纳米棒的倾斜角 $\theta = 45^\circ$ 宽度 $D = 100$ nm, 不同长度 L 时, 内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构的透射光谱

为了研究纳米棒的宽度 D 对内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构透射光谱的影响, 我们计算了不同 D 时的透射光谱. 此时, 我们固定 $\theta = 45^\circ$ 和 $L = 300$ nm, 并将宽度 D 从 $D = 60$ nm 增加到 $D = 140$ nm (间隔 20 nm). 如图 6 所示, 对不同的宽度 D , 在传输光谱中有四种共振模式: I, II_B, II_A 和 III. 随着宽度 D 增加, 共振模式波长没有明显地移动. 然而, 模式 II_A 的透射率减小而模式 II_B 的透射率增加, 故只有当 D 取适当值时, 才会在内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构中产生明显的法诺共振现象.

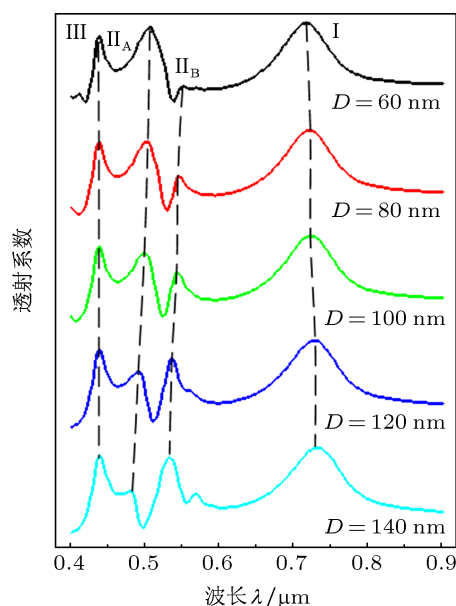


图6 纳米棒倾斜角 $\theta = 45^\circ$, 长度 $L = 300$ nm, 不同宽度 D 时, 内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构的透射光谱

4 结论

本文在圆形金属缝隙内嵌入银纳米棒以实现法诺共振. 数值计算结果表明, 法诺共振的产生是由于圆形腔的稳态磁场分布被倾斜纳米棒破坏所致. 此外, 法诺共振强烈地依赖于纳米棒的倾斜角度和纳米棒的结构参数, 只有在适合的倾斜角度和结构参数时, 内嵌银纳米棒圆形银缝隙结构中才产生明显的法诺共振现象. 这些结果不仅有助于设计基于波导结构的法诺共振系统, 而且有助于设计复合结构滤波器, 满足特定滤波需要.

- [1] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866
- [2] Fan J A, Wu C, Bao K, Bao J, Bardhan R, Halas N J, Manoharan V N, Nordlander P, Shvets G, Capasso F 2010 *Science* **328** 1135
- [3] Lassiter J B, Sobhani H, Fan J A, Kundu J, Capasso F, Nordlander P, Halas N J 2010 *Nano Lett.* **10** 3184
- [4] Hao F, Sonnefraud Y, Dorpe P V, Maier S A, Halas N J, Nordlander P 2008 *Nano Lett.* **8** 3983
- [5] Sonnefraud Y, Verellen N, Sobhani H, Vandenbosch G A E, Moshchalkov V V, Dorpe P V, Nordlander P, Maier S A 2010 *ACS Nano* **4** 1664
- [6] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [7] Zhang S P, Bao K, Halas N J, Xu H X, Nordlander P 2011 *Nano Lett.* **11** 1657
- [8] Verellen N, Sonnefraud Y, Sobhani H, Hao F, Moshchalkov V V, Dorpe P V, Nordlander P, Maier S A 2009 *Nano Lett.* **9** 1663
- [9] Fang Z Y, Cai J Y, Yan Z B, Nordlander P, Halas N J, Zhu X 2011 *Nano Lett.* **11** 4475
- [10] Raether H 1988 *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and Gratings* (Berlin: Springer Verlag)
- [11] Song W T, Lin F, Fang Z Y, Zhu X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6921 (in Chinese) [宋文涛, 林峰, 方哲宇, 朱星 2010 物理学报 **59** 6921]
- [12] Sun M, Liu R J, Li Z Y, Cheng B Y, Zhang D Z, Yang H F, Jin A Z 2006 *Chin. Phys.* **15** 1591
- [13] Falk A L, Koppens F H L, Yu C L, Kang K, Snapp N D, Akimov A V, Jo M H, Lukin M D, Park H 2009 *Nat. Phys.* **5** 475
- [14] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **124** 824
- [15] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, Laluet J Y, Ebbesen T W 2006 *Nature* **440** 508
- [16] Chen J J, Li Z, Zhang J S, Gong Q H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5893 (in Chinese) [陈建军, 李智, 张家森, 龚旗煌 2008 物理学报 **57** 5893]
- [17] Wang L, Cai W, Tan X H, Xiang Y X, Zhang X Z, Xu J J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 067305 (in Chinese) [王垒, 蔡卫, 谭信辉, 向吟啸, 张心正, 许京军 2011 物理学报 **60** 067305]

- [18] Zhang Z D, Zhao Y N, Lu D, Xiong Z H, Zhang Z Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 187301 (in Chinese) [张志东, 赵亚男, 卢东, 熊祖洪, 张中月 2012 物理学报 **61** 187301]
- [19] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I 2010 *Nat. Photon.* **4** 83
- [20] Chen Y Y, Zou R H, Song G, Zhang K, Yu L, Zhao Y F, Xiao J H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 247301 (in Chinese) [陈园园, 邹仁华, 宋钢, 张恺, 于丽, 赵玉芳, 肖井华 2012 物理学报 **61** 247301]
- [21] Kekatpur R D, Hryciw A C, Barnard E S, Brongersma M L 2009 *Opt. Express* **17** 24112
- [22] Gai H F, Wang J, Tian Q 2007 *Appl. Opt.* **46** 2229

Fano resonance in sliver circular gap embedded with a sliver nanorod*

Luo Song¹⁾ Fu Tong¹⁾ Zhang Zhong-Yue^{1)2)†}

1) (School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China)

2) (School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China)

(Received 27 January 2013; revised manuscript received 1 April 2013)

Abstract

The transmittance property and steady-state magnetic field distribution of the sliver circular gap embedded with a sliver nanorod are investigated using the finite-difference time-domain method. Since the titled nanorod breaks the symmetric steady-state magnetic field distribution, Fano resonance occurs in the composite system. In addition, the transmittance spectrum depends strongly on the tilting angle and topologic shape of the nanorod. These results would be useful for designing filter for specific usage.

Keywords: surface plasmon polariton, Fano resonance, finite-difference time-domain method

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn

DOI: 10.7498/aps.62.147303

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11004160) and the National Innovation and Entrepreneurship Foundation for College Student of China (Grant No. 201210635131).

† Corresponding author. E-mail: zyzhang@snnu.edu.cn