

内嵌矩形腔楔形金属狭缝的增强透射*

秦艳¹⁾ 曹威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9日收到; 2013年2月28日收到修改稿)

金属薄膜上亚波长金属狭缝的非共振光增强透射对宽频带光子器件的设计具有重要意义. 为增强金属狭缝的光透射, 设计了内嵌矩形腔楔形金属狭缝阵列, 并用有限元方法研究了该结构的透射特性. 结果表明, 内嵌矩形腔的楔形金属狭缝阵列比无矩形腔的楔形金属狭缝阵列透射率高. 此外, 还研究了矩形腔的结构参数和位置对内嵌矩形腔楔形金属狭缝阵列透射特性的影响. 这些结果将对设计具有更高透射能力的金属狭缝具有一定的指导意义.

关键词: 光异常透射, 金属狭缝, 表面等离子极化激元

PACS: 73.20.Mf, 78.67.Pt

DOI: 10.7498/aps.62.127302

1 引言

1998年, Ebbesen等^[1]研究了具有周期性亚波长孔的金属薄膜的光透射特性, 结果发现当孔直径远小于入射波长时, 仍有很强的透射能力, 光的透射率大于小孔面积与薄膜面积的百分比, 这种现象被称为光异常透射 (extraordinary optical transmission, EOT) 现象. 由于 EOT 现象与亚波长集成光学^[2]、生物传感^[3]、表面增强 Raman 散射^[4] 等非线性光学效应密切相关, 具有孔洞结构的金属薄膜的 EOT 现象逐渐成为研究热点, 研究者不仅设计具有更高透射率的亚波长孔洞结构, 而且探索 EOT 现象的物理机理^[5-26].

对于 EOT 现象的机理, Genet 和 Ebbesen^[15] 发现亚波长孔阵列的 EOT 现象源于入射光与金属表面等离子极化激元 (surface plasmon polariton, SPP) 的耦合: 当孔阵列的周期所对应的倒格矢与 SPP 的动量匹配时, SPP 容易被激发, 并通过孔穿到薄膜的另一表面. 研究者在研究具有其他形状孔的薄膜的透射特性时发现, 局域表面等离子激元 (localized surface plasmon, LSP) 共振在 EOT 现象中也起到重要的作用^[16-18]. 为了判断 LSP 与 SPP 在 EOT 现

象中的贡献, 研究者研究薄膜透射特性时, 固定孔的形状和尺寸, 而改变孔的周期^[19], 或者在孔中放入纳米粒子以改变孔的 LSP 共振特性^[20,21]. 结果发现 LSP 和 SPP 均对 EOT 现象起到重要的作用, 只有两者能量相近时, 才有利于透射. 此外, 孔管道的长度也会影响 EOT: 孔管道可以看作两端开口的法布里-珀罗腔, 当在孔管道中传播的 SPP 满足一定的位相条件时, 孔的透射能力达到极大值^[22].

此外, 研究表明, 主要由 LSP 引起的增强透射的光谱带宽窄^[20-22], 其应用受到限制. 研究非 LSP 引起的增强透射, 从而产生宽频带的 EOT 现象具有更广泛的意义. 最近研究者已经应用窄的狭缝连通矩形孔洞^[23] 和楔形狭缝光栅^[24] 实现了宽频带的 EOT. 为了进一步提高亚波长金属狭缝的 EOT 特性, 本文提出了内嵌矩形腔楔形金属狭缝结构, 并应用 COMSOL Multiphysics 有限元仿真软件研究了该结构的透射特性. 结果表明, 该结构不仅具有很宽的透射带宽, 而且与无矩形腔楔形狭缝阵列相比, 内嵌矩形腔楔形金属狭缝阵列的透射率更高. 此外, 光透射还依赖于矩形腔的形貌参数和位置. 这些结果对设计具有更强透射能力的近场光学器件具有一定的指导意义.

* 国家自然科学基金(批准号: 11004160)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zyzhang@snnu.edu.cn

2 结构和计算方法

图 1 是本文设计的内嵌矩形腔楔形金属狭缝结构. 楔形金属狭缝在水平方向周期排列, 本文中, 该周期长度固定为 $P = 400 \text{ nm}$. 结构放置于真空中, 楔形狭缝和矩形腔内介质均为空气. 金属材料为银, 银材料的介电常数取自实验结果^[27]. 本文中, 狭缝的厚度固定为 $H = 400 \text{ nm}$. 楔形狭缝的入射口和出射口的宽度分别固定为 $W_{\text{in}} = 200 \text{ nm}$, $W_{\text{out}} = 30 \text{ nm}$. 并且, 入射口和出射口的中心连线垂直于银薄膜. 内嵌矩形腔的长度为 l , 厚度为 t . 竖直方向的位置 h 定义为矩形腔底边与出射口的距离. 如图 1 所示, 平面波垂直于薄膜方向入射, 偏振方向为水平方向. 本文应用 COMSOL Multiphysics 有限元仿真软件数值研究了内嵌矩形腔楔形金属狭缝的透射特性. COMSOL Multiphysics 是以有限元法为基础, 通过求解偏微分方程 (单场) 或偏微分方程组 (多场) 来实现真实物理现象的仿真, 用数学方法来求解真实世界物理现象的数值仿真软件. 作为对比, 本文还计算了楔形金属狭缝阵列的透射率. 透射率定义为通过狭缝出射口的出射功率 P_{out} 与入射口的入射功率 P_{in} 之比, 即 $T = P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$. 此外, 本文还研究了矩形腔的长度 l , 宽度 t , 高度位置 h 对内嵌矩形腔楔形金属狭缝透射特性的影响.

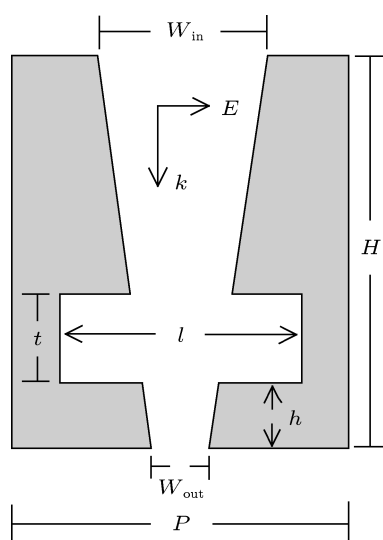


图 1 内嵌矩形腔楔形金属狭缝结构示意图

3 结果与讨论

图 2 给出了内嵌矩形腔楔形金属狭缝阵列和没有矩形腔的楔形金属狭缝阵列的透射光谱. 矩

形腔的长度 $l = 200 \text{ nm}$, 宽度 $t = 60 \text{ nm}$, 高度位置 $h = 30 \text{ nm}$. 在内嵌矩形腔楔形金属狭缝阵列和无矩形腔的楔形金属狭缝阵列透射光谱的短波段都出现了明显的透射峰. 其中, 内嵌矩形腔楔形金属狭缝的透射峰出现在 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ 处, 无矩形腔楔形金属狭缝的两个透射峰分别出现在 $\lambda = 1.13 \mu\text{m}$ 和 $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ 处. 当入射波长 $\lambda > 1.13 \mu\text{m}$ 时, 内嵌矩形腔楔形金属狭缝的透射系数均大于没有矩形腔的楔形金属狭缝的透射系数. 故在楔形金属狭缝中内嵌矩形腔可以增加长波长频段的透射系数.

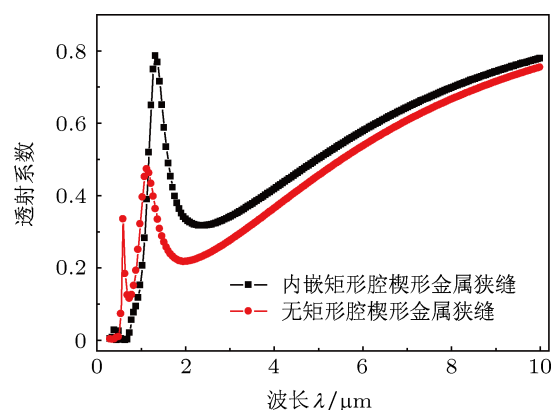


图 2 内嵌矩形腔楔形金属狭缝阵列和无矩形腔楔形金属狭缝阵列的透射光谱

我们计算了无矩形腔楔形金属狭缝和内嵌矩形腔楔形金属狭缝在不同波长处的稳态电场分布. 图 3(a) 和 3(b) 分别为无矩形腔楔形金属狭缝和内嵌矩形腔楔形金属狭缝在透射峰波长 (分别为 $\lambda = 1.13 \mu\text{m}$ 和 $\lambda = 1.30 \mu\text{m}$) 处的稳态电场分布. 从图中可以看出, 强电场出现在狭缝的入口和出口处, 该峰是由狭缝中的 SPP 在上下两表面间的共振引起的. 在楔形金属狭缝内内嵌矩形腔后, 出射口处的电场更强. 距离出射口边缘 5 nm 处, 内嵌矩形腔结构的电场是无矩形腔时电场的 1.06 倍. 图 3(c) 和 3(d) 分别是无矩形腔楔形金属狭缝和内嵌矩形腔楔形金属狭缝在长波长 $\lambda = 6 \mu\text{m}$ 处的稳态电场分布. 从图中可以看出, 两稳态电场分布基本相同, 强电场出现在狭缝的出射口, 狭缝中的 SPP 没有形成共振. 在楔形金属狭缝中内嵌矩形腔后, 狭缝出口处也产生了更强的电场, 距离出射口边缘 5 nm 处, 内嵌矩形腔结构的电场是无矩形腔时电场的 1.10 倍. 所以内嵌矩形腔结构不仅可以增加金属狭缝的透射系数, 而且可以增强狭缝出射口处的电场, 用于增强表面增强 Raman 散射^[4] 等非线性光学效应.

为定性解释内嵌矩形腔楔形金属狭缝阵列相比于无矩形腔楔形金属狭缝阵列的增强透射特性, 根据传输线理论^[24], 将内嵌矩形腔的楔形金属狭缝结构和没有矩形腔的楔形金属狭缝结构的特征阻抗从入射口到出射口分为三部分: 从入射口到矩形腔上表面位置处 (对于无矩形腔结构, 从入射口到相应位置) 的特征阻抗分别表示为 Z_1 和 Z_{01} ; 从矩形腔上表面到下表面处 (对于无矩形腔结构, 考虑两相应位置) 的特征阻抗分别表示为 Z_2 和 Z_{02} ; 从矩形腔下表面位置到狭缝出射端口处 (对于无矩形腔结构, 相应位置到出射口) 的特征阻抗分别为 Z_3 和 Z_{03} . 则有 $Z_1 = Z_{01}$, $Z_3 = Z_{03}$, 对于 Z_2 和 Z_{02} 部分, 由于矩形腔比相对应的楔形结构部分宽, 故特征阻抗 $Z_2 < Z_{02}$ ^[24]. 所以内嵌矩形腔的楔形金属狭缝结构的特征阻抗比没有矩形腔的金属狭缝结构小, 因而透射率大.

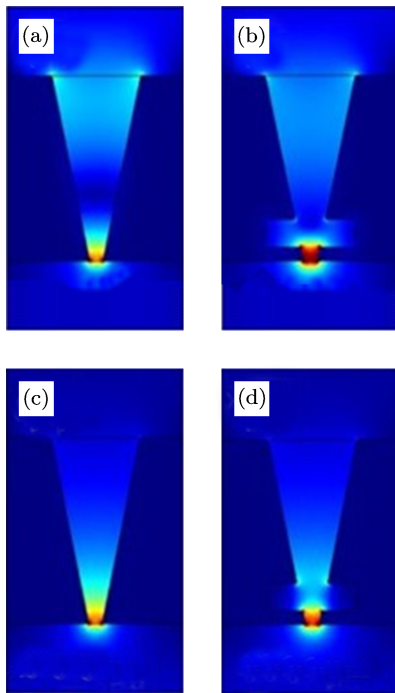


图3 无矩形腔楔形金属狭缝阵列和内嵌矩形腔楔形金属狭缝阵列分别在透射峰 (a) $\lambda = 1.13 \mu\text{m}$, (b) $\lambda = 1.30 \mu\text{m}$ 和长波长, (c) $\lambda = 6 \mu\text{m}$, (d) $\lambda = 6 \mu\text{m}$ 处的稳态电场分布

为研究矩形腔位置 h 对内嵌矩形腔楔形金属狭缝透射特性的影响, 我们固定矩形腔长度 $l = 200 \text{ nm}$ 和厚度 $t = 60 \text{ nm}$, 计算了矩形腔在不同 h 时的透射光谱. 图4是 $h = 30, 90, 150, 210, 270$ 和 340 nm 时的透射光谱. 随着 h 增大, 即矩形腔越来越靠近狭缝入口, 透射峰处的透射系数越来越小, 透射峰稍微蓝移. 另外, 在长波长处透射率逐渐减

小. 对于整个内嵌矩形腔楔形金属狭缝结构, 随着 h 增大, 即矩形腔越来越靠近入射口, 矩形腔对狭缝结构相应部分特征阻抗的改变减小, 所以整个内嵌矩形腔金属狭缝的总特征阻抗随着 h 增大而增大, 因此透射率随着 h 增大而减小.

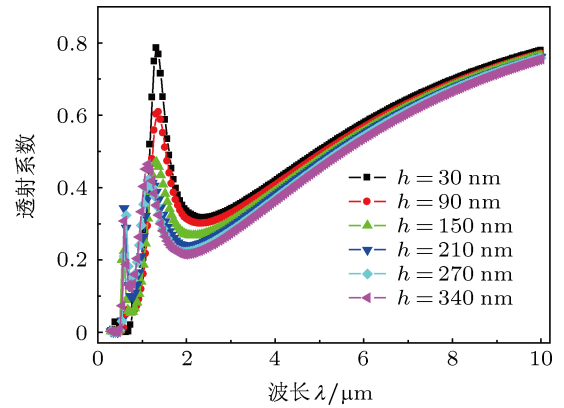


图4 矩形腔 $l = 200 \text{ nm}$, $t = 60 \text{ nm}$ 时不同 h 的透射光谱

为了研究矩形腔长度 l 对内嵌矩形腔楔形金属狭缝阵列透射特性的影响, 我们固定矩形腔高度位置 $h = 60 \text{ nm}$ 和厚度 $t = 60 \text{ nm}$, 计算了不同矩形腔长度 l 时的透射光谱. 图5是 $l = 0, 100, 200, 300 \text{ nm}$ 时的透射光谱. $l = 0 \text{ nm}$ 相当于无矩形腔的楔形金属狭缝结构. 从图5可以看出, 随着 l 增加, 透射峰红移, 透射峰处的透射系数增加; 长波长处的透射系数也增加, 但是随着波长的增加, 透射系数的增加量减小. 矩形腔长度 l 增加时, 在透射峰波长处, 狭缝中强电场更多地聚集到出射口处, 相当于拉长了 SPP 在狭缝中的共振长度, 从而导致图5中透射峰的红移. 另外, 矩形腔长度 l 逐渐增大时, 该部分对应的特征阻抗减小, 导致透射系数增加.

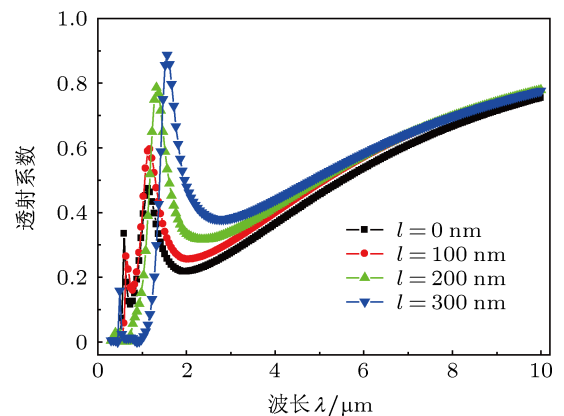


图5 矩形腔 $h = 60 \text{ nm}$, $t = 60 \text{ nm}$ 时不同 l 的透射光谱

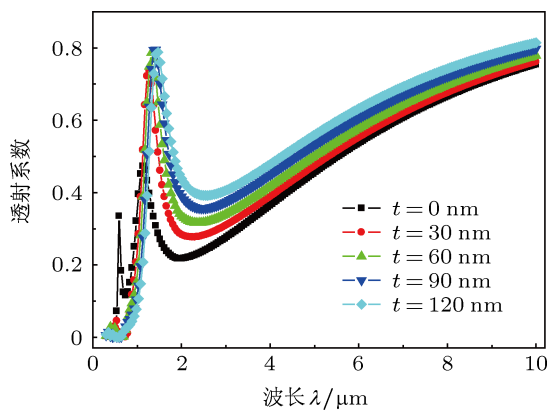


图6 矩形腔 $l = 200 \text{ nm}$, $h = 60 \text{ nm}$ 时, 不同 t 的透射光谱

为了研究矩形腔厚度 t 对内嵌矩形腔楔形金属狭缝透射特性的影响, 我们固定矩形腔长度 $l = 200 \text{ nm}$ 和高度位置 $h = 60 \text{ nm}$, 计算了不同厚度 t 时的透射光谱. 图6为 $t = 0, 30, 60, 90, 120 \text{ nm}$ 时的透射光谱. $t = 0 \text{ nm}$ 相当于无矩形腔的楔形金属狭缝结构. 矩形腔厚度的增加也会使图6中透射峰

处的强电场聚集到出口处, 与矩形腔长度增加时类似, 也会导致透射峰红移. 由于矩形腔厚度增加将导致整个狭缝的特征阻抗减小, 透射率随着 t 增加而增加.

4 结论

本文应用有限元仿真方法研究了内嵌矩形腔楔形金属狭缝阵列的增强透射特性. 因为内嵌矩形腔使楔形狭缝的特征阻抗减小, 所以内嵌矩形腔楔形狭缝结构的透射系数比无矩形腔楔形狭缝的透射系数大. 此外, 本文还研究了矩形腔的形貌参数和位置对内嵌矩形腔楔形金属狭缝透射特性的影响. 结果表明, 内嵌矩形腔楔形金属狭缝结构的透射率随着矩形腔位置的升高而减小; 随着矩形腔长度的增加而增加; 随着矩形腔厚度的增加而增加. 这些结果对设计具有更强透射能力的近场光学金属孔洞结构具有一定的指导意义.

- [1] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [2] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [3] Dahlin A, Zach M, Rindzevicius T, Käll M, Sutherland D S, Hook F 2005 *J. Am. Chem. Soc.* **127** 5043
- [4] Tian Z Q, Ren B, Wu D Y 2002 *J. Phys. Chem. B* **106** 9463
- [5] Wang Z L 2009 *Rep. Prog. Phys.* **29** 287 (in Chinese) [王振林 2009 物理学进展 **29** 287]
- [6] Mao H B, Yang C L, Lai Z S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2201 (in Chinese) [茅惠兵, 杨昌利, 赖宗声 2004 物理学报 **53** 2201]
- [7] Zeng Z W, Liu H T, Zhang S W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 200701 (in Chinese) [曾志文, 刘海涛, 张斯文 2012 物理学报 **61** 200701]
- [8] Hao P, Wu Y H, Zhang P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6532 (in Chinese) [郝鹏, 吴一辉, 张平 2010 物理学报 **59** 6532]
- [9] Rindzevicius T, Alaverdyan Y, Dahlin A, Höök F, Sutherland D S, Käll M 2005 *Nano Lett.* **5** 2335
- [10] Gbur G, Schouten H F, Visser T D 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 191109
- [11] Partovi A, Peale D, Wuttig M, Murray C A, Zydzik G, Hopkins L, Baldwin K, Hobson W S, Wynn J, Lopata J, Dhar L, Chichester R, Yeh H J J 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 1515
- [12] Wang Y W, Liu M L, Liu R J, Lei H N, Tian X L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 024217 (in Chinese) [王亚伟, 刘明礼, 刘仁杰, 雷海娜, 田相龙 2011 物理学报 **60** 024217]
- [13] Sun Z J, Zuo X L 2009 *Opt. Lett.* **34** 1411
- [14] Wang Y H, Wang Y Q, Zhang Y, Liu S T 2009 *Opt. Express* **17** 5014
- [15] Genet C, Ebbesen T W 2007 *Nature* **445** 39
- [16] Klein Koerkamp K J, Enoch S, Segerink F B, van Hulst N F, Kuipers L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 183901
- [17] Orbons S M, Roberts A 2006 *Opt. Express* **14** 12623
- [18] Gordon R, Brolo A G, McKinnon A, Rajora A, Leathem B, Kavanagh K L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 037401
- [19] Degiron A, Ebbesen T W 2005 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **7** S90
- [20] Bao Y J, Peng R W, Shu D J, Wang M, Lu X, Shao J, Lu W, Ming N B 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 087401
- [21] Wang C L, Gu J Q, Han J G, Xing Q R, Tian Z, Liu F, Chai L, Li Y F, Hu M L, Wang Q Y, Lu X C, Zhang W L 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 251102
- [22] Ruan Z C, Qiu M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 233901
- [23] Subramania G, Foteinopoulou S, Brenner I 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 163902
- [24] Shen H H, Maes B 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 241104
- [25] Sun M, Liu R J, Li Z Y, Cheng B Y, Zhang D Z, Yang H F, Jin A Z 2006 *Chin. Phys. Lett.* **15** 1591
- [26] Li Z, Zhang J S, Yan H F, Gong Q H 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 3233
- [27] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370

Enhanced optical transmission through metallic slits embedded with rectangular cavities*

Qin Yan¹⁾ Cao Wei¹⁾ 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 9 January 2013; revised manuscript received 28 February 2013)

Abstract

The non-resonantly enhanced optical transmission phenomenon of sub-wavelength metallic slits on a thin film is significant for broadband light harvesting devices. To improve the efficiency of transmission, in this paper, we propose a compound structure of the tapered metallic slit embedded with rectangular cavity, and its optical properties are investigated by the finite element method. The results show that the compound structure leads to a higher transmission than the tapered metallic slit without rectangular cavity. In addition, the effects of the structure parameters and the position of the rectangular cavity on the transmission property are also studied. These results would be helpful for designing metallic slits with high transmission.

Keywords: extraordinary optical transmission, metallic slit, surface plasmon polariton

PACS: 73.20.Mf, 78.67.Pt

DOI: 10.7498/aps.62.127302

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11004160).

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