

# 厚金属 Ag 膜的磁光法拉第旋转效应的增强\*

董丽娟<sup>1)</sup> 杜桂强<sup>2)3)</sup> 杨成全<sup>1)</sup> 石云龙<sup>1)†</sup>

1) (山西大同大学固体物理研究所, 大同 037009)

2) (山东大学威海分校空间科学与物理学院, 威海 264209)

3) (上海市特殊人工微结构材料与技术重点实验室, 上海 200092)

(2012 年 3 月 16 日收到; 2012 年 4 月 5 日收到修改稿)

为了更全面地认识和了解金属 Ag 的各种物理性质, 对金属 Ag 的磁光性质进行了研究. 利用光隧穿机制分析了由全介质光子晶体 - 厚金属 Ag 膜 - 全介质光子晶体组成的三明治结构的透射和磁光法拉第旋转效应. 研究结果表明, 由于电磁场局域在光子晶体和厚金属 Ag 膜的界面上, 导致厚金属 Ag 膜透射和磁光法拉第旋转效应的同时增强.

**关键词:** 光子晶体, 隧穿机制, 法拉第旋转效应

**PACS:** 42.70.Qs, 78.67.Pt, 78.20.Ls

## 1 引言

金属 Ag 由于其特殊的光学性质而引起人们广泛的兴趣, 理论和实验上都已有大量的研究成果 [1-4]. 然而, 文献 [1] 的研究结果发现, 尽管金属 Ag 为抗磁性金属, 但是在其等离子吸收边附近也存在明显的克尔效应. 后来, 在文献 [2] 中, 作者利用磁光谱仪和椭圆偏振光谱仪直接测量了金属 Ag 的磁光和光学常数, 并且分析了它们的物理来源. 由此可知, 金属 Ag 除了具有特殊的光学性质以外, 同样具有特殊的磁光性质. 本文研究厚金属 Ag 膜的磁光法拉第旋转效应. 法拉第旋转效应指的是偏振光通过磁光介质后偏振面发生旋转的效应, 这种磁光效应被广泛应用到光调控器件如光隔离器中. 我们知道, 金属由于其不透明性质导致透射光强无法被利用, 对于厚金属膜更是如此.

最近的研究发现, 两种不透明的单负特异材料 (metamaterials) 放在一起可以导致光的隧穿 [5].

特异材料 (又被称为超材料、超构材料) 拥有很多新颖的物理现象和性质 [5-8], 对光波有许多正常材料所不具备的调控作用, 单负特异材料是其中的一类. 单负特异材料有两种, 一种是电单负材料 ( $\epsilon < 0, \mu > 0$ ), 一种是磁单负材料 ( $\epsilon > 0, \mu < 0$ ). 单负材料通常是不透明的, 材料中仅支持倏逝波, 金属在等离子体振荡频率之下就是一种典型的具有吸收的电单负材料. 虽然单负特异材料是不透明的, 但电单负材料和磁单负材料双层匹配结构中存在光隧穿现象, 在隧穿频率下匹配结构变得完全透明 [5]. 由此可知, 利用光的隧穿机制可以实现金属的透明性 [3,4]. 例如, 在文献 [4] 中, 设计了全介质光子晶体和金属 Ag 膜的异质结构, 利用光的隧穿机制, 使厚度为 67.2 nm 的金属 Ag 膜的透射率高达 0.45. 在该文献中, 全介质光子晶体等效为磁单负材料, 这是由于全介质光子晶体的带隙性质与单负材料仅支持倏逝波的性质相同的原因 [9], 另一个原因是在光波段, 全介质光子晶体等效的磁单负材料具有损耗较小的特点. 既然利用光的隧穿机

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10974123, 11104169, 11004121)、高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20090072110052)、教育部科学技术研究重点项目基金 (批准号: 212018)、山西省自然科学基金 (批准号: 2010021006) 和上海市特殊人工微结构材料与技术重点实验室开放基金 (批准号: ammt 2011A-1) 资助的课题.

† E-mail: shi\_yunlong@yahoo.com.cn

制可以提高厚金属 Ag 膜的透射光强, 人们就想到了利用该机制去研究磁光金属的法拉第旋转效应, 期望可以在提高透射光强的同时提高磁光法拉第旋转效应, 从而使得磁光金属强大的磁光性质被利用. 在文献 [10] 中, 利用光的隧穿机制研究全介质光子晶体与磁光金属 Co-Ag 合金组成的异质结构的磁光法拉第旋转效应. 本文利用光的隧穿机制研究了包含厚金属 Ag 膜的三明治 (全介质光子晶体 - 金属 Ag 膜 - 全介质光子晶体) 结构的透射和磁光法拉第旋转效应.

## 2 理论计算方法

### 2.1 磁光介质的反射率、透射率以及法拉第旋转角的计算

当光波穿过厚度为  $\Delta z$  的磁光介质时, 设入射界面处为  $z_0$ , 则出射界面就是  $z_0 + \Delta z$ , 利用  $4 \times 4$  转移矩阵 [11,12] 可以给出入射界面和出射界面的电磁场, 可以写为

$$F(z_0 + \Delta z) = MF(z_0). \quad (1)$$

假定入射波写成 TM 波, 则反射和透射分别可以写为 TM 和 TE 两种偏振波,  $F(z_0)$  和  $F(z_0 + \Delta z)$  分别为

$$F(z_0) = \begin{pmatrix} 1 & C_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_2 \\ 0 & 0 & 0 & C_2 \\ 1 & -C_1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{ik(z-z_0)} \\ e^{-ik(z-z_0)} \\ e^{ik(z-z_0)} \\ e^{-ik(z-z_0)} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$F(z_0 + \Delta z) = \begin{pmatrix} C_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_4 & 0 \\ 0 & 0 & -C_4 & 0 \\ C_3 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{ik(z-z_0-\Delta z)} \\ e^{-ik(z-z_0-\Delta z)} \\ e^{ik(z-z_0-\Delta z)} \\ e^{-ik(z-z_0-\Delta z)} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

式中  $C_1$  和  $C_2$  分别是两种偏振光的反射系数,  $C_3$  和  $C_4$  分别是两种偏振光的透射系数. 把 (2) 和 (3) 式代入 (1) 式中可以求解出系数  $C_1, C_2, C_3$  和  $C_4$  的表达式. 则光波穿过磁光介质的反射率和透射率可以表示为

$$\begin{aligned} R &= |C_1|^2 + |C_2|^2, \\ T &= |C_3|^2 + |C_4|^2. \end{aligned} \quad (4)$$

出射电磁场的单位长度上的法拉第旋转角  $\theta_F$  表示为

$$\theta_F = \frac{1}{2\Delta z} \tan^{-1} \left( \frac{2 \operatorname{Re}(\chi)}{1 - |\chi|^2} \right), \quad (5)$$

其中  $\chi = \frac{C_4}{C_3}$ .

### 2.2 全介质光子晶体等效磁单负材料性质的理论方法

在一维情况中, 假定材料的等效折射率为  $n$ , 等效阻抗为  $z$ , 长度为  $d$ , 入射电磁波圆频率为  $\omega$ , 真空中电磁波波速为  $c$ , 真空中波矢为  $k_0 = \omega/c$ . 当电磁波从真空中垂直入射, 可以得到透射系数  $t$ , 有效阻抗  $z$  和有效折射率  $n$  的关系为

$$t^{-1} = \cos(nk_0d) - \frac{i}{2} \left( z + \frac{1}{z} \right) \sin(nk_0d), \quad (6)$$

反射系数  $r$ , 有效折射率  $n$  和有效阻抗  $z$  的关系为

$$\frac{r}{t} = -\frac{1}{2}i \left( z - \frac{1}{z} \right) \sin(nk_0d). \quad (7)$$

通过以上两式的变换, 可以将折射率和阻抗表示为反射系数和透射系数的函数. 通过变化, 得到如下形式的两个函数:

$$\cos(nk_0d) = \frac{1}{2t} [1 - (r^2 - t^2)], \quad (8)$$

$$z = \pm \sqrt{\frac{(1+r)^2 - t^2}{(1-r)^2 - t^2}}. \quad (9)$$

以上式子还不能得到惟一的等效的介电常数和磁导率 [9,13,14]. 其中 (8) 式的解是多支函数, 并且 (9) 式的正负号也必须根据一定的条件确定下来. 根据条件  $\operatorname{Re}(z) > 0$  可以确定 (9) 式中的正负号, 根据  $\operatorname{Im}(n) > 0$  可以确定等效折射率的虚部, 如 (10) 式

$$\operatorname{Im}(n) = \pm \operatorname{Im} \left( \frac{\cos^{-1} \left( \frac{1}{2t} [1 - (r^2 - t^2)] \right)}{k_0d} \right), \quad (10)$$

对于折射率的实数部分, 则是一个多解的反三角函数:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(n) &= \pm \operatorname{Re} \left( \frac{\cos^{-1} \left( \frac{1}{2t} [1 - (r^2 - t^2)] \right)}{k_0d} \right) \\ &+ \frac{2\pi m}{k_0d}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中  $m$  为整数. 为了更容易确定特异材料的真正参考面, 利用新的方法<sup>[15]</sup> 给出了有效折射率的形式:

$$n_{\text{eff}} = \frac{1}{k_0 d} \left\{ \text{Im} \left[ \ln \left( e^{i n_{\text{eff}} k_0 d} \right) \right] + 2m\pi - i \text{Re} \left[ \ln \left( e^{i n_{\text{eff}} k_0 d} \right) \right] \right\}, \quad (12)$$

其中  $e^{i n_{\text{eff}} k_0 d} = \frac{t}{1 - r \frac{z-1}{z+1}}$ . 则有效介电常数和有效磁导率可以通过以下的关系得到:

$$\varepsilon = \frac{n_{\text{eff}}}{z}, \quad (13)$$

$$\mu = n_{\text{eff}} \times z. \quad (14)$$

### 2.3 光隧穿的实现

首先设定一个实现光隧穿现象的共振频率  $f_0$ . 假定在共振频率处光子晶体  $(AB)^N$  的光子带隙等效为磁单负时的虚阻抗为  $z_i$ , 虚相位为  $NK_i(d_A + d_B)$ , 磁光金属  $M$  的虚阻抗为  $z_{Mi}$ , 虚相位为  $k_{Mi}d_M$ . 在异质结构  $(AB)^N M$  中, 如果同时满足下列两个条件<sup>[3]</sup>:

$$z_i = -z_{Mi}, \quad (15)$$

$$NK_i(d_A + d_B) = k_{Mi}d_M, \quad (16)$$

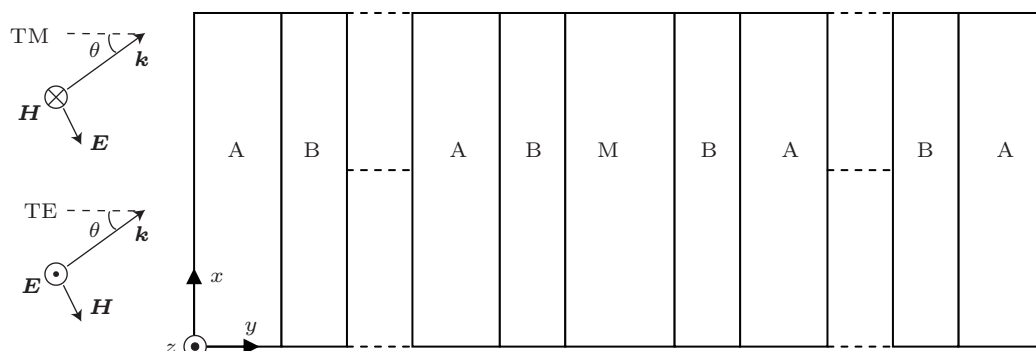


图1 三明治结构  $(AB)^N M (BA)^N$  示意图

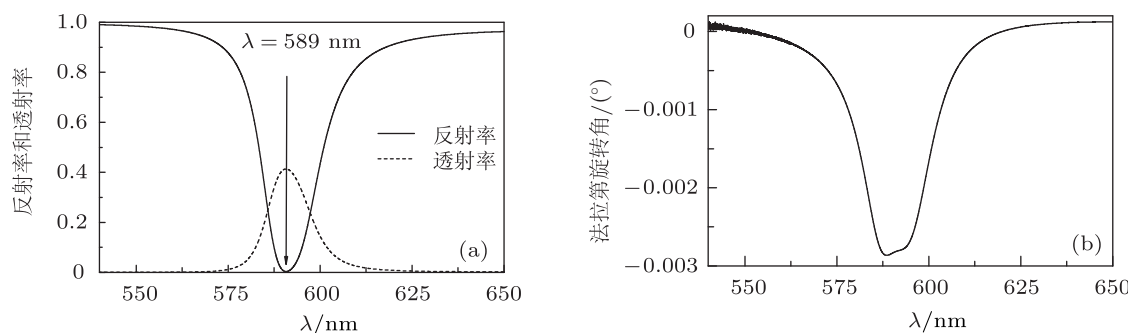


图2 (a) 三明治结构  $(AB)^5 M (BA)^5$  的反射率和透射率; (b) 法拉第旋转角

即同时满足虚阻抗和虚相位匹配, 异质结构在共振频率处实现光隧穿现象. 其中虚阻抗的确定是:  $z_i = \text{Im}(z)$  ( $z$  来源于 (9) 式),  $z_{Mi} = \text{Im} \left( \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_M}} \right)$  ( $\varepsilon_M$  是磁光金属  $M$  的介电常数); 虚相位的确定是:  $K_i = \frac{\omega}{c} \text{Im}(n_{\text{eff}})$  ( $n_{\text{eff}}$  来源于 (12) 式),  $k_{Mi} = \frac{\omega}{c} \sqrt{|\varepsilon_M|}$ .

### 3 厚金属 Ag 膜的磁光法拉第旋转效应的增强

考虑由两个全介质光子晶体与金属 Ag 膜组成的三明治结构  $(AB)^N M (BA)^N$ , 如图 1 所示, 周围被空气包围. 其中 A 和 B 层分别代表两种不同折射率的正常材料层, M 代表金属 Ag 膜, N 代表光子晶体的周期数目. 假定 A 和 B 层的折射率分别为  $n_A$  和  $n_B$ , 厚度分别为  $d_A$  和  $d_B$ , 金属 Ag 的厚度为  $d_M$ . 在本文的计算中, 我们选取 A 和 B 材料分别为  $\text{SiO}_2$  和  $\text{TiO}_2$ , 其中  $\text{SiO}_2$  的折射率为 1.443,  $\text{TiO}_2$  的折射率为 2.327, 金属 Ag 膜的光学参数和磁光参数来源于文献 [2]. 本文只考虑光波垂直入射的情况.

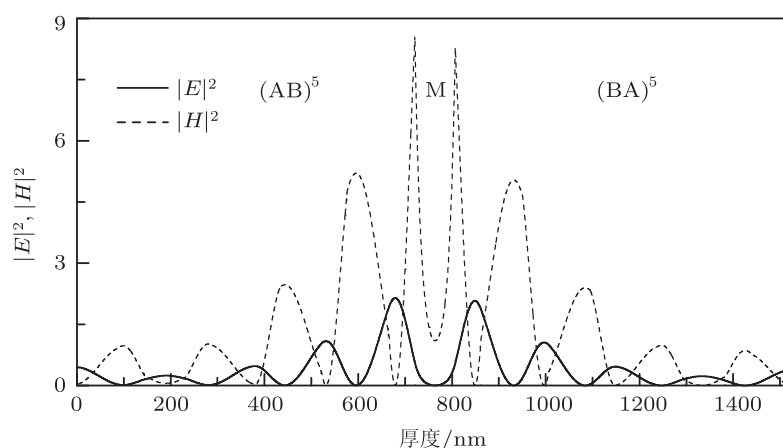


图3 对应于图2(a)中隧穿波长处的电场强度(实线)和磁场强度(虚线)分布

根据第2部分中介绍的方法,我们通过计算设计了三明治结构  $(AB)^5 M (BA)^5$  在  $\lambda = 589 \text{ nm}$  处的光隧穿现象. 其中, A 和 B 层的厚度分别为  $89 \text{ nm}$  和  $55.2 \text{ nm}$ , M 层的厚度为  $86 \text{ nm}$ . 图2给出了三明治  $(AB)^5 M (BA)^5$  的反射率、透射率以及法拉第旋转角随着波长的变化曲线. 从图2(a)中的实线可以看到,在波长  $589 \text{ nm}$  处反射率达到零,电磁波能量全部进入结构中,所以在该波长处发生了共振隧穿现象. 由于金属 Ag 膜的损耗性质导致一部分电磁波能量损耗掉,一部分能量透射出来,透射率达到  $0.41$ ,如图2(a)中的虚线所示. 从图2(b)中的曲线可以看到,在对应于共振隧穿波长  $589 \text{ nm}$  处,法拉第旋转角出现了最大值. 为了寻找法拉第旋转角度增强的原因,我们计算了在共振隧穿波长处电磁场强度(电场强度  $|E|^2$ , 磁场强度  $|H|^2$ )的分布图,如图3所示. 由图3可以看到,电磁场局域在光

子晶体和金属 Ag 的界面上. 由于电磁场局域在金属 Ag 附近的缘故,增强了电磁场在金属内部的强相互作用从而导致了磁光金属的法拉第旋转效应的增强.

## 4 结论

本文利用光的隧穿机制研究了包含厚金属 Ag 膜的三明治结构透射性质和磁光法拉第旋转效应. 当虚相位和虚阻抗满足的条件下,由于电磁场局域在全介质光子晶体和金属 Ag 膜的界面上,增强了电磁场在金属 Ag 膜内部的强相互作用,从而导致了金属 Ag 膜的透射率和法拉第旋转效应的增强. 该结论对于厚金属 Ag 膜的全面性质研究具有重要的物理意义.

- [1] Schnatterly S E 1969 *Phys. Rev.* **183** 664
- [2] Deng S H, Wang S Y, Li J, Liu Z, Chen Y L, Yang Y M, Chen L Y 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 169 (in Chinese) [邓世虎, 王松有, 李晶, 刘铸, 陈岳立, 杨月梅, 陈良尧 2001 物理学报 **50** 169]
- [3] Du G Q, Jiang H T, Wang Z S, Yang Y P, Wang Z L, Lin H Q, Chen H 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 1757
- [4] Du G Q, Jiang H T, Wang Z S, Chen H 2009 *Opt. Lett.* **34** 578
- [5] Alù A, Engheta N 2003 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **51** 2558
- [6] Zhang J, Chen H, Luo Y, Yuan Y, Shen L, Ran L, Kong J A 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 043506
- [7] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2006 *Science* **314** 977
- [8] Li H, Hang Z, Qin Y, Zhou L, Zhang Y, Chen H, Chan C T 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 121108
- [9] Guo J Y, Sun Y, Zhang Y W, Li H Q, Jiang H T, Chen H 2008 *Phys. Rev. E* **78** 026607
- [10] Dong L J, Jiang H T, Chen H, Shi Y L 2010 *J. Appl. Phys.* **109** 093101
- [11] Kato H, Matsushita T, Takayama A, Egawa M, Nishimura K, Inoue M 2003 *Opt. Commun.* **219** 271
- [12] Kato H, Matsushita T, Takayama A, Egawa M, Nishimura K, Inoue M 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 3906
- [13] Smith D R, Schultz S 2002 *Phys. Rev. B* **65** 195104
- [14] Guo J Y, Sun Y, Li H Q, Zhang Y W, Chen H 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 2093
- [15] Chen X D, Grzegorzczak T M, Wu B I, Pacheco J, Kong J A 2004 *Phys. Rev. E* **70** 016608

# Magneto-optical Faraday rotation effect enhancement of a thick metal Ag\*

Dong Li-Juan<sup>1)</sup> Du Gui-Qiang<sup>2)3)</sup> Yang Cheng-Quan<sup>1)</sup> Shi Yun-Long<sup>1)†</sup>

1) (*Institute of Solid State Physics, Shanxi Datong University, Datong 037009, China*)

2) (*School of Space Science and Physics, Shandong University at Weihai, Weihai 264209, China*)

3) (*Laboratory of Special Artificial Microstructure Materials and Technology, Shanghai 200092, China*)

(Received 16 March 2012; revised manuscript received 5 April 2012)

## Abstract

In order to more comprehensively know and understand the physical properties of the metal Ag, its magneto-optical characteristics are investigated. By using light tunneling mechanism, we study the transmission and magneto-optical Faraday rotation effect of a thick metal Ag sandwiched between two dielectric photonic crystals. The results show that the transmission and magneto-optical Faraday rotation effect of a thick metal Ag can be enhanced, owing to the localized electromagnetic field at the interface between the metal Ag and photonic crystal.

**Keywords:** photonic crystal, tunneling mechanism, Faraday rotation effect

**PACS:** 42.70.Qs, 78.67.Pt, 78.20.Ls

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10974123, 11104169, 11004121), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20090072110052), the Key Program of Ministry of Education, China (Grant No. 212018), the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 2010021006), and the Opening Project of Shanghai Key Laboratory of Special Artificial Microstructure Materials and Technology, China (Grant No. ammt 2011A -1).

† E-mail: shi.yunlong@yahoo.com.cn