

各向异性特异材料波导中表面等离子体的共振性质*

张利伟^{1)2)†} 赵玉环¹⁾ 王勤¹⁾ 方愷²⁾ 李卫彬¹⁾ 乔文涛¹⁾

1) (河南理工大学物理化学学院, 焦作 454000)

2) (同济大学波耳固体物理研究所, 上海 200092)

(2010年8月10日收到; 2011年1月2日收到修改稿)

使用时域有限差分法, 研究了各向异性特异材料 (AMM) 作为包层的 AMM/介质/AMM 波导中表面等离子体的共振性质. 色散关系表明, 当特异材料为负磁导率的 always-cutoff 型时, AMM/介质/AMM 波导支持 TE 极化的表面等离子体, 表面等离子体的波长随着中间介质层的厚度和特异材料磁等离子体频率的减小而变短. 在有限长度 AMM/介质/AMM 波导中, 由于两端界面的反射, 表面等离子体模在波导中形成 Fabry-Perot 共振, 而实现亚波长的表面等离子体微腔. 在共振频率, 电场强度在微腔的中部达到最大值, 而磁场分别在两端界面处达到最大, 电磁场强局域在中间介质层中, 这一性质将在可调的具有强局域特性的亚波长微腔及腔量子电动力学中具有潜在的应用.

关键词: 特异材料波导, 各向异性, 表面等离子体, Fabry-Perot 共振

PACS: 84.40.Az, 73.20.Mf, 43.25.Gf

1 引言

近年来, 特异材料的一些独特电磁性质吸引了人们的广泛关注^[1-14]. 研究较多的特异材料主要包括负折射率材料^[1,2]和单负材料^[3-5]. 负折射率材料的概念最早由 Veselago 于 1968 年在理论上提出^[1], 它同时具有负的介电常数和负的磁导率, 具有一些与正折射率材料不同的电磁性质, 如光的负折射、负的切连科夫效应、逆多普勒效应等. 研究表明, 由负折射率材料构成的光子晶体具有全向的非 Bragg 带隙^[6]. 单负材料是介电常数和磁导率两个参量中只有一个为负的材料, 包括负介电常数材料和负磁导率材料. 在单负材料中电磁场是迅衰的, 而含有单负材料的多种结构却可以表现出奇异的隧穿性质^[3-5]. 目前, 各向同性的特异材料实现起来比较困难, 一般人工制备的特异材料多是各向异性的^[2,7]. 在各向异性特异材料 (anisotropic metamaterial, AMM) 中, 只需要在部分方向上实现负的介电常数或负的磁导率, 这比各向同性特异材料的制备要容易得多, 也更有现实意义. 各向异

性特异材料有着丰富的色散关系, Smith 等人^[8]根据电磁波在特异材料中具有不同的传播性质, 把特异材料分为四类: 1) cutoff 型; 2) never cutoff 型; 3) anti-cutoff 型; 4) always cutoff 型. 近几年, 各向异性特异材料在带通滤波器^[9]、聚焦^[10,11]、波导^[12,13]、光子晶体^[6]中已体现出了许多新奇的电磁特性.

另外特异材料还有一个非常重要的性质, 就是支持 TE 极化或 TM 极化的表面等离子体^[14]. 表面等离子体只存在于介电常数 (对 TM 波) 或磁导率 (对 TE 波) 符号相反的两种介质的界面上. 通过入射电磁波与表面等离子体的相互耦合作用, 能够实现光子隧穿和能量传输, 达到对电磁波传播的主动控制. 在光波段, 金属具有负的介电常数, 而支持 TM 极化的表面等离子体, 已有文献研究了基于金属/介质/金属波导的 TM 极化表面等离子体的谐振腔性质^[15,16]. 本文以磁导率为负的 always-cutoff 型各向异性特异材料作为覆盖层与衬底, 一般介质作为芯区的 AMM/介质/AMM 波导为研究对象, 研究了 TE 极化表面等离子体的共振特性.

* 国家自然科学基金 (批准号: 10904032)、中国博士后科学基金 (批准号: 20100480629)、河南省教育厅自然科学基金 (批准号: 2010B140005, 2010A140004)、河南理工大学青年骨干教师基金 (批准号: 649144) 和河南理工大学博士基金 (批准号: B2009-88) 资助的课题.

† E-mail: lwzhang@hpu.edu.cn

2 理论模型与分析

考虑如图 1 所示的二维 AMM/介质/AMM 波导结构, 中间层为一般介质, 厚度为 d , 介电常数和磁导率分别为 ε_d, μ_d , 介质两边的覆盖层为磁导率为负的 always-cutoff 型各向异性特异材料, 介质在 z 和 y 方向都是无限扩展的. 由于材料的各向异性, 描述特异材料的相对介电常数和磁导率须用张量形式. 为了使讨论的问题简单化, 我们采用无损的各向异性特异材料, 材料参数 $\bar{\varepsilon}$ 和 $\bar{\mu}$ 具有对角化的形式, 即 $\bar{\varepsilon} = \text{diag}[\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z]$, $\bar{\mu} = \text{diag}[\mu_x, \mu_y, \mu_z]$. 对于 TE 波, 磁导率为负的 always-cutoff 型特异材料的介电常数张量元 ε_y 是正值, 而磁导率张量元 μ_x, μ_z 为不同的负值 [6,8]. 对于图 1 所示的对称结构, TE 极化的表面等离子体存在对称和反对称两种色散关系, 波导中的场分布为 [16]

$$\begin{aligned} E_y &= A \exp(-\mathbf{k}_m |z|) \exp[i(\beta x - \omega t)], \\ H_x &= \frac{-iA \mathbf{k}_m |z|}{z \omega \mu_0 \mu_x} \exp(-\mathbf{k}_m |z|) \\ &\quad \times \exp[i(\beta x - \omega t)], \quad (|z| > d/2), \\ H_z &= \frac{A \beta}{\omega \mu_0 \mu_z} \exp(-\mathbf{k}_m |z|) \exp[i(\beta x - \omega t)]; \\ E_y &= 2B \cosh(\mathbf{k}_d z) \exp[i(\beta x - \omega t)], \\ H_x &= \frac{i2B \mathbf{k}_d |z|}{z \omega \mu_0 \mu_x} \sinh(\mathbf{k}_d z) \\ &\quad \times \exp[i(\beta x - \omega t)], \quad (|z| < d/2), \\ H_z &= \frac{2B \beta}{\omega \mu_0 \mu_z} \cosh(\mathbf{k}_d z) \exp[i(\beta x - \omega t)], \end{aligned} \quad (1)$$

A, B 为常数, β 是表面等离子体沿 x 方向的传播常数, $\mathbf{k}_m = (\mu_x \beta^2 / \mu_z - \varepsilon_y \mu_x k_0^2)^{1/2}$, $\mathbf{k}_d = (\beta^2 - \varepsilon_d \mu_d k_0^2)^{1/2}$, $\mathbf{k}_0 = 2\pi/\lambda$ 为真空波矢, λ 是入射波长. 根据电磁场的边界条件, AMM/介质/AMM 波导中表面等离子体对称模的色散关系为 [16,17]

$$\tanh(\mathbf{k}_d d/2) = -\frac{\mu_d \mathbf{k}_m}{\mu_x \mathbf{k}_d}, \quad (2)$$

相似的处理方法, 可得表面等离子体反对称模的色散关系为

$$\coth(\mathbf{k}_d d/2) = -\frac{\mu_d \mathbf{k}_m}{\mu_x \mathbf{k}_d}. \quad (3)$$

AMM/介质/AMM 波导的有效折射率可定义为 $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$. 在本文中, 我们只考虑中间介质层厚度 d 比较小的情况, 就意味着波导中只有表面等离子体导模的传输. 当 d 逐渐减小时, 特异材料与

介质单一界面的表面等离子体的色散关系会分裂为两支, 即方程 (2) 和 (3) 所表示的低频段的对称模和高频段的反对称模 [16]. 一般表面等离子体的激发需要动量匹配, 常用的方法有衰减全反射法 [14]. 然而对于 AMM/介质/AMM 波导所支持的表面等离子体, 可在动量不匹配的条件下, 通过垂直入射平面波的方法来激发 [18]. 由于结构的对称性, 入射波只能激发低频段的对称表面等离子体, 所以在本文中, 我们只研究对称表面等离子体的性质.

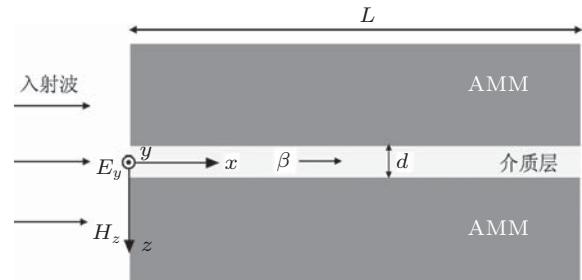


图 1 由各向异性特异材料构成的 AMM/介质/AMM 波导, 介质层的厚度为 d

随着制备技术的提高, 太赫兹、红外等不同波段的特异材料在实验上得以实现 [19,20]. 由各向异性特异材料构成的 AMM/介质/AMM 波导将支持不同波段不同极化的表面等离子体模. 在波导结构中我们选取 $\varepsilon_d = \mu_d = 1$, $\varepsilon_y = 1$, 磁导率张量元采用无损的 Drude 模型, $\mu_x = 1 - f_{\mu_{xp}}^2/f^2$, $\mu_z = 1 - f_{\mu_{zp}}^2/f^2$, $f_{\mu_{xp}}, f_{\mu_{zp}}$ 分别为特异材料 x 方向和 z 方向的磁等离子体频率, 这些色散参数在微波段很容易通过传输线方法来实现 [4,21]. 图 2(a) 是在 $f_{\mu_{xp}} = 8 \text{ GHz}$, $f_{\mu_{zp}} = 10 \text{ GHz}$ 时计算的有效折射率 n_{eff} , 从图中可以看出, n_{eff} 随着中间层厚度 d 的减小而增大. 图 2(b) 是在 $d = 1 \text{ mm}$, $f_{\mu_{zp}} = 10 \text{ GHz}$, $f_{\mu_{xp}}$ 取 12, 8, 6 GHz 不同值时的色散关系, 从图中也可以看出, 波导的有效折射率随着特异材料磁等离子体频率的减小而增大. 也就是说中间层厚度越小, 特异材料磁导率的幅度越小, AMM/介质/AMM 波导所支持的表面等离子体波的波长越短. 当一平面波从有限长度波导的左端垂直入射时, 波导中的表面等离子体导模由于在两界面端的反射, 会在波导中发生 Fabry-Perot 共振, 满足共振的条件为 $\beta L \approx m\pi$ 或 $2n_{\text{eff}}L \approx m\lambda$, L 是波导的长度, m 是共振阶数, 例如 $m = 1, 2$ 分别对应着一阶和二阶共振. 由于在特异材料中横向波矢为虚数, 所以横向的电磁场是指数衰减的, 共振时的电磁能将局域在中间介质层中.

另外从色散关系可知, 在中间层厚度较小时, 波导的有效折射率总是大于 1, 所以这种波导结构可以

用来实现电磁场具有强局域性的亚波长等离子体谐振腔.

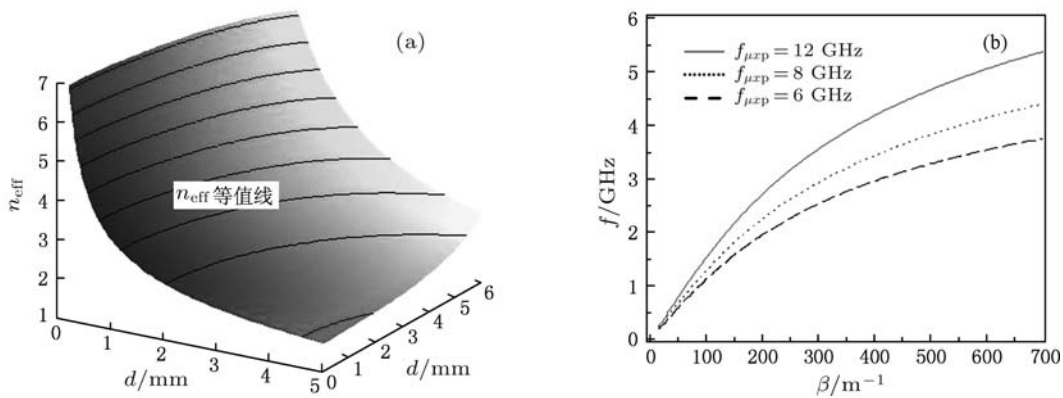


图 2 (a) AMM/介质/AMM 波导的有效折射率 n_{eff} 与中间介质层厚度 d 和频率 f 的关系; (b) 波导在 AMM 具有不同的 x 方向磁等离子体频率下的色散关系, 其中 $f_{\mu_{xp}}$ 分别为 12, 8 和 6 GHz

3 结果与讨论

在二维 AMM/介质/AMM 波导表面等离子体导模的分析中我们知道, 电磁场将在 z 方向迅速衰减, 事实上, 波导在 y 方向的厚度对传输特性的影响也不大 [22], 所以前面的分析对有限的三维波导结构也是适用的. 对于有限尺度波导的传输性质, 我们使用基于时域有限差分法的 CST (computer simulation technology) 电磁场仿真软件进行了模拟. 在建模中, 波导在 x - y - z 方向选择的尺寸为 $L \times 10 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$, L 为波导的长度, 计算时的边界条件设置为: z_{max} 和 z_{min} 平面为磁边, y_{max} 和 y_{min} 平面为电边, 平面入射波从 $x = -50 \text{ mm}$ 处入射. 边界条件的设置意味着一个 TEM 波从波导的左边向右边入射. 这一平面波会激发波导中的表面等离子体, 并在一定条件下发生共振. 图 3 是不同长度的 AMM/介质/AMM 波导的电磁透射谱 S_{21} , 其中 $d = 1 \text{ mm}$, $f_{\mu_{xp}} = 8 \text{ GHz}$, $f_{\mu_{zp}} = 10 \text{ GHz}$, L 分别为 10, 15 和 20 mm. 从图中可以看出, 不同长度的波导均出现了共振透射峰, 在此我们主要关注波导的一阶共振特性. 波导的一阶共振模的频率随着 L 的增大而向低频移动, 它们的一阶共振峰分别出现在 2.61, 2.07 和 1.69 GHz. 从图中也可以看出, 共振模的品质因子随着 L 的减小而有所增加, 说明场有更强的局域性. 当 $L = 20 \text{ mm}$ 时, 波导在 2.79 GHz 出现了二阶共振峰. 此外, 波导的长度 L 远小于共振波长, 在 $L = 15 \text{ mm}$ 时, 一阶共振

频率为 2.07 GHz, 对应的真空波长约为 145 mm, 大约为 10 倍的波导长度, 所以这种 AMM/介质/AMM 波导可以用来实现亚波长的谐振腔.

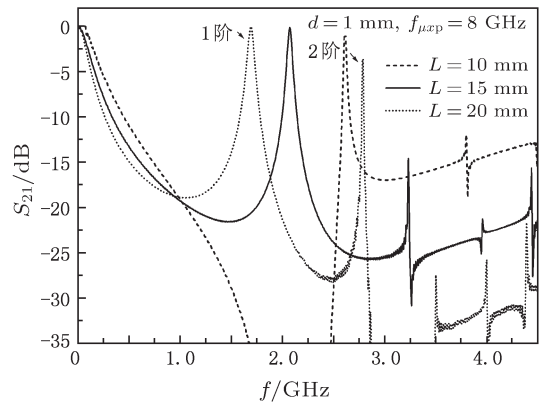


图 3 有限长度 AMM/介质/AMM 波导中表面等离子体的共振特性, 其中结构的长度 L 分别为 10 mm, 15 mm 和 20 mm, $d = 1 \text{ mm}$, $f_{\mu_{xp}} = 8 \text{ GHz}$, $f_{\mu_{zp}} = 10 \text{ GHz}$

为了证明这种微腔是基于表面等离子体的 Fabry-Perot 共振, 我们模拟计算了 $L = 15 \text{ mm}$ 时, 波导一阶共振模的电、磁场分布. 图 4(a) 是模拟的在 2.07 GHz 共振频率下, 相对能流分布, 从图中可以看到, 在特异材料中有部分能流是沿 x 负方向的, 而绝大部分能量局域在中间的介质层中, 总体能量的传播是沿 x 正方向 [17]. 图 4(b) 是模拟的电场分量 E_y 和磁场分量 H_z 在 $z = 0$ 平面, 沿 x 方向相对于入射场的分布, 可见电场 E_y 的幅度在波导的中间达到最大值, 而磁场 H_z 的最大值分别分布在波导的两界面附近, 电场和磁场的最大值分别相对于入射波的电场增加了约 36 倍和 190 倍, 从

电磁场的分布也可以看出,这是典型的一阶 Fabry-Perot 磁共振. 另外值得注意的是,磁场的最大值不是严格在波导的界面处,而约在 $x = 0.6 \text{ mm}$ 处,这主要是等离子体导波在界面端口的反射相位并不是精确地为 0 所导致的 [23]. 图 4 (c) 是电场分量 E_y 和磁场分量 H_z 分别在 $x = 7.5 \text{ mm}$ 和 $x = 0.6 \text{ mm}$ 平面,沿 z 方向的分布,电磁场的幅度分别相对于边界处,即 $z = 50 \text{ mm}$ 处电磁场的幅度进行了归一化. 从图中很清楚的看出,在 x 方向,电磁场主要局域在中间介质层中,而在两边的特异材料中,由于横向波矢为虚数,呈快速衰减趋势,在中间层的电场强度和磁场强度分别相当于边界处的 225 倍和 440 倍. 当谐振腔的品质因子提高时,则介质层中电磁场的局域性将会进一步增强.

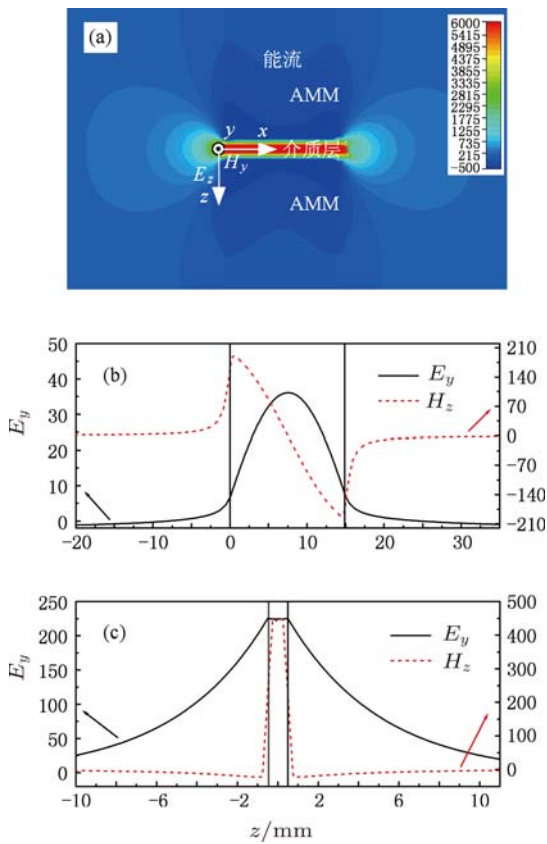


图 4 (a) 长度为 15 mm 的 AMM/介质/AMM 波导在共振频率 $f = 2.07 \text{ GHz}$ 时的能流分布; (b) 在 $z = 0$ 平面, 电场分量 E_y 和磁场分量 H_z 沿 x 方向的分布; (c) 电场分量 E_y 和磁场分量 H_z 分别在 $x = 7.5 \text{ mm}$ 和 $x = 0.6 \text{ mm}$ 平面沿 z 方向的分布. 其中 $d = 1 \text{ mm}$, $f_{\mu xp} = 8 \text{ GHz}$, $f_{\mu zp} = 10 \text{ GHz}$

根据 AMM/介质/AMM 波导表面等离子体的色散关系知道,当中间层介质的厚度减小或特异材料磁等离子频率降低时,波导所支持的表面等离子体导波的波长会变短,那就意味着同样长度的波导,其共振频率会随着波导中间

层厚度和磁等离子频率的减小而向低频移动. 图 5(a) 是长度为 15 mm 的波导,在中间层介质具有不同厚度 $d = 0.5, 1, 2$ 和 4 时的电磁共振特性,其中 $f_{\mu xp} = 8 \text{ GHz}$, $f_{\mu zp} = 10 \text{ GHz}$. 从透射谱 S_{21} 可以看出,它们的一阶共振频率分别为 1.58, 2.07, 2.613 和 3.12 GHz,这一性质与由图 2(a) 中的色散关系有很好的对应关系,从透射谱中发现,低频段的共振峰具有较高的品质因子. 图 5(b) 是 AMM/介质/AMM 波导在各向异性特异材料保持 z 方向的磁等离子频率 $f_{\mu zp} = 10 \text{ GHz}$ 不变时, x 方向磁等离子频率 $f_{\mu xp}$ 取不同值时的共振特性,其中波导的长度为 15 mm,中间介质层的厚度 $d = 1 \text{ mm}$. 从图中可以看出,腔的共振频率随着等离子频率的减小而向低频移动,在 $f_{\mu xp}$ 分别为 6, 8 和 12 GHz 时,等离子体微腔的一阶共振频率分别为 1.58, 2.07 和 2.53 GHz.

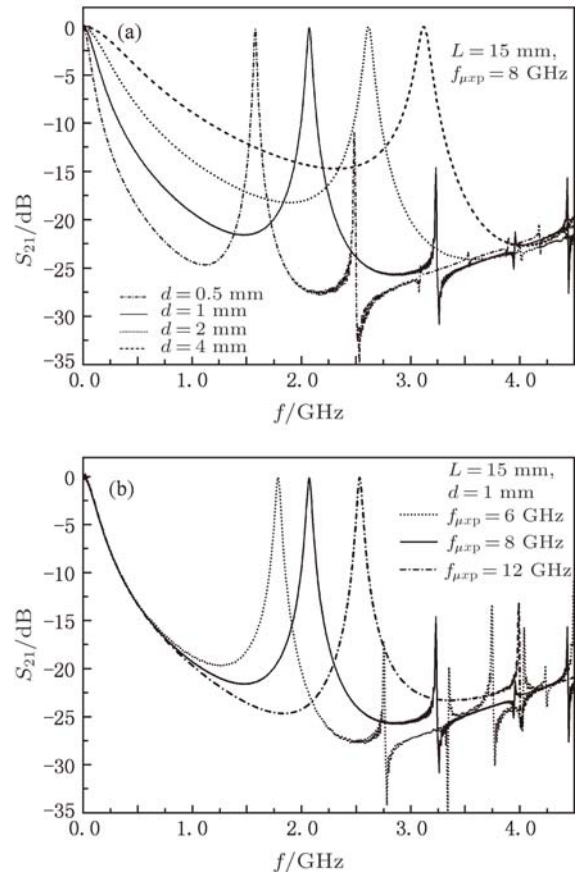


图 5 (a) 长度为 15 mm 的 AMM/介质/AMM 波导在中间层介质具有不同厚度 d 时的共振特性,其中 $f_{\mu xp} = 8 \text{ GHz}$, $f_{\mu zp} = 10 \text{ GHz}$, d 分别为 0.5, 1, 2 和 4 mm; (b) 长度为 15 mm 的波导在各向异性特异材料具有不同的 x 方向磁等离子频率 $f_{\mu xp}$ 下的共振特性,其中 $d = 1 \text{ mm}$, $f_{\mu zp} = 10 \text{ GHz}$, $f_{\mu xp}$ 分别为 6, 8 和 12 GHz

另外, 通过改变中间介质层的介电常数以及特异材料 z 方向的磁等离子频率 $f_{\mu z p}$ 的大小也可以改变波导腔的共振频率及共振模的品质因子. 尽管本论文的计算频率是在微波波段进行的, 随着特异材料在红外和光波段的实现, 该研究结果在相应波段也是适用的.

4 结论

本文研究了由各向异性特异材料构成

的 AMM/介质/AMM 波导中表面等离子体的 Fabry-Perot 共振性质. 色散关系和共振特性表明, AMM/介质/AMM 波导所支持的表面等离子体导波的波长随着中间介质层厚度和特异材料磁等离子体频率的减小而变短. 有限长度的波导可实现亚波长的等离子体谐振腔, 其一阶谐振模的电场强度在微腔的中部达到最大值, 而磁场分别在两端界面附近达到极值, 电磁场强局域在中间介质层中. 这一性质可用于端面具有强局域场的亚波长微腔及其诱导的强耦合性质的研究^[24].

-
- [1] Veselago V G 1968 *Soviet Physics Usp.* **10** 509
- [2] Sun Y Z, Ran L X, Wang D X, Wang W G, Chen Q L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4602 (in Chinese) [孙永志, 冉立新, 王东兴, 王伟光, 陈秋林 2010 物理学报 **59** 4602]
- [3] Alù A, Engheta N 2003 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **51** 2558
- [4] Zhang L W, Wang Y Z, He L, Xu J P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6106 (in Chinese) [张利伟, 王佑贞, 赫丽, 许静平 2010 物理学报 **59** 6106]
- [5] Zhou L, Wen W J, Chan C T, Shen P 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 243905
- [6] Xiang Y J, Dai X Y, We S C 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 2033
- [7] Marques R, Medina F, Rafii-El-Idrissi R 2002 *Phys. Rev. B* **65** 144440
- [8] Smith D R, Schultz S 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 077405
- [9] Schurig D, Smith D R 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 2215
- [10] Fang A, Koschny T, Soukoulis C M 2009 *Phys. Rev. B* **79** 245127
- [11] Liu H Y, Lv Q, Luo H L, Wen S C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 256 (in Chinese) [刘虹遥, 吕强, 罗海陆, 文双春 2010 物理学报 **59** 256]
- [12] Feng Y J, Teng X H, Wnag Z B, Zhao J M, Jiang T 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 034912
- [13] Jiang T, Zhao J M, Feng Y J 2009 *Opt. Express* **17** 170
- [14] Ruppin R 2001 *J. Phys.: Condens. Matter* **13** 1811
- [15] Miyazaki H T, Kurokawa Y 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 097401
- [16] Kurokawa Y, Miyazaki H T 2007 *Phys. Rev. B* **75** 035411
- [17] Park J, Kim K Y, Lee I M, Na H, Lee S Y, Lee B 2010 *Opt. Express* **18** 598
- [18] Stegeman G I, Wallis R F, Maradudin A A 1983 *Opt. Lett.* **8** 386
- [19] Li M, Wen Z C, Fu J X, Fang X, Dai Y M, Liu R J, Han X F, Qiu X G 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 115420
- [20] Helgert C, Menzel C, Rockstuhl C, Pshenay-Severin E, Kley E B, Chipouline A, Tünnermann A, Lederer F, Pertsch T 2009 *Opt. Lett.* **34** 704
- [21] Feng Y J, Teng X H, Chen Y, Jiang T 2005 *Phys. Rev. B* **72** 245107
- [22] Dionne J A, Lezec H J, Atwater H A 2006 *Nano Lett.* **6** 1928
- [23] Gordon R 2006 *Phys. Rev. B* **73** 153405
- [24] Zhang L W, Zhang Y W, Zhao Y H, Zhai J W, Li L X 2010 *Opt. Express* **18** 25052

Resonance properties of surface plasmon in the anisotropic metamaterial waveguide*

Zhang Li-Wei^{1)2)†} Zhao Yu-Huan¹⁾ Wang Qin¹⁾ Fang Kai²⁾
Li Wei-Bin¹⁾ Qiao Wen-Tao¹⁾

1) (*School of Physics and Chemistry, Henan Polytechnic University, Jiaozuo 454000, China*)

2) (*Pohl Institute of Solid State Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

(Received 10 August 2010; revised manuscript received 2 January 2011)

Abstract

The resonance properties of surface plasmon in the AMM/dielectric/AMM waveguide are theoretically studied by using the finite-difference time-domain technique, where the claddings are anisotropic metamaterial (AMM). From the dispersion relation, it is found that the AMM/dielectric/AMM waveguide supports TE polarized surface plasmon if AMM is always-cutoff with negative permeability. The wavelength of the surface plasmon becomes shorter when both the thickness of the dielectric core and the magnetic plasma frequency of AMM decrease. For an AMM/dielectric/AMM waveguide with a finite length, a subwavelength plasmon microcavity can be formed by Fabry-Perot resonance caused by the reflection of the guided mode at the entrance and the exit surfaces. At the resonant frequency, the electric field is maximized in the center, the magnetic field is maximized at the dielectric core entrance and exit, and the electromagnetic energy is strongly concentrated around the dielectric core. Such electromagnetic properties will have potential applications in the tunable subwavelength microcavity with strongly localized field and in the cavity quantum electrodynamics.

Keywords: metamaterial waveguide, anisotropic, surface plasmon, Fabry-Perot resonance

PACS: 84.40.Az, 73.20.Mf, 43.25.Gf

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10904032), the China Postdoctoral Science Foundation Funded Project (Grant No. 20100480629), the Natural Science Foundation of Henan Educational Committee, China (Grant Nos. 2010B140005, 2010A140004), the Program for Youthful Key Teachers (Grant No. 649144), and the Doctoral Foundation (Grant No. B2009-88) in Henan Polytechnic University.

† E-mail: lwzhang@hpu.edu.cn