

· 光电器件与材料 ·

## 一维偏振不敏感双频吸收器的设计

杨 慧, 任国斌, 杨 哲

(北京交通大学, 北京 100044)

**摘要:**设计一种偏振不敏感、制作简单的一维双频吸收器,该吸收器一个周期阵列中采用垂直方向上级联四对金属介质层。仿真结果显示,可以实现偏振不敏感的双频吸收,其吸收原理是根据磁激元共振对TM偏振波吸收和波导模式共振对TE偏振波吸收,通过LC等效电路和本征方程来预测结构参数,以及对电磁场分布进行分析来进一步了解吸收器的吸波原理。更重要的是,一维偏振不敏感结构的吸收器对TM、TE偏振波的吸收是独立的,且临近的金属-介质之间的距离对波的吸收影响很小,这样使设计更加自由、灵活,制作更加简单,灵活性高,覆盖的电磁波范围增大,可以延伸到微波频段和太赫兹频段。这样的一维偏振不敏感双频吸收器的研究对以后实现一维偏振不敏感宽带吸收器有很大的意义,它将会应用到很多设备当中去。

**关键词:**偏振不敏感;一维结构;LC等效电路;磁激元共振;波导模式共振;双频吸收器

中图分类号: O361.6

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2017)-01-0022-08

## Design of One-dimensional Polarization Insensitive Double-frequency Absorber

YANG Hui, REN Guo-bin, YANG Zhe

(Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

**Abstract:** Based on a stacked array consisted of vertically cascaded four pairs of metal dielectric bilayers, a one-dimensional double-frequency absorber with polarization insensitive and fabrication-tolerant is designed. Simulation results show that the absorber can implement double-frequency polarization insensitive absorption based on the absorption principle of magnetic excitation resonance to TM polarization wave absorption and waveguide mode resonance to TE polarization wave absorption. Structure parameters are predicted through LC equivalent circuit and eigen equation, and the electromagnetic field distribution is analyzed to further understand the absorption principle of the absorber. More importantly, the insensitive structure of the one-dimensional absorber is independent for TM and TE polarization wave absorption, and the absorption characteristics of the absorber is less affected by the spacing distance between the neighboring stacks, which make more free and flexible in the design, make the absorber extremely simple in fabrication and have high flexibility, with covering the range of electromagnetic waves from microwave frequencies extended to terahertz. The research on the absorber is very important to the absorber development and it will have better application prospect.

**Key words:** polarization insensitive; one-dimensional structure; LC equivalent circuit; magnetic excitation resonance; waveguide mode resonance; double-frequency absorber

超材料吸收器是磁材料的一个重要应用,其原理是基于等离子体的共振,在红外和可见光波段,吸收器结构通常由三部分组成<sup>[1]</sup>,由金属纳米结构构成的顶层金属条、中介质层以及底座金属层组成的亚波长周期模式,磁场完全被限制在中介质

层内,电子定向移动形成环路电流,这与入射的磁场有关,这种现象可用磁激元共振<sup>[2-4]</sup>来说明功能,并且用LC等效电路来预测结构参数。目前来看,由于磁场垂直吸收器结构的横截面,产生了磁激元共振或者表面等离子体共振,几乎所有的一维三

收稿日期: 2016-12-13

作者简介: 杨慧(1992-),女,河北省秦皇岛市人,硕士研究生,主要研究方向是光纤通信。

层结构的吸收器都可以实现对TM偏振电磁波的吸收<sup>[5-6]</sup>,但是对于TE偏振电磁波的吸收,大部分是通过比较复杂的二维结构或者呈现四倍旋转对称的结构或者两个交叉的一维结构来实现,仅仅有一小部分一维结构的相关设计<sup>[7-8]</sup>,然而这些设计还需要严格的结构参数和高折射率材料,这大大增加了制作的难度和应用。

由于单频吸收器不适合应用在一些领域,例如光谱检测、相位成像,这些都是需要多频完美吸收器来实现。很多应用场合需要宽角度下的偏振不敏感吸收器,最近发现从二维结构降低到一维结构来实现偏振不敏感有很大的可能。文中提出了一个一维结构的宽角度、偏振不敏感并且制作简单、灵活性强的宽带吸收器。首先通过LC等效电路和电磁场的分布预测分析了两种不同结构的双频吸收器<sup>[9]</sup>,在原有结构的基础上加以修改参数以及材料,实现了在中红外波段的双频吸收,然后在双频吸收器的基础上,垂直铺设金属-介质对形成波导层,由于波导模式共振<sup>[10]</sup>实现了对TE偏振电磁波的吸收。通过调节波导层的厚度,从而实现了偏振不敏感的双频吸收器。分析了临近单元间的距离对其吸收特性几乎没有影响,这增加了制作的自由度与灵活性。最后,通过调节结构尺寸使相近的吸收峰靠近,从而实现宽带吸收。和二维结构实现的偏振不敏感宽带吸收器相比较,所设计的结构不仅实现了相似的功能,而且制作较简单、灵活、性价比高,覆盖的电磁波范围增大,可以延伸到微波频段和太赫兹频段。

## 1 不同尺寸子单元横向构成的多频吸收器研究和设计

要想获得多个吸收峰,完美吸收器通常被设置成邻近的排列各种尺寸的子单元,形成一个单元包<sup>[11-13]</sup>,或者垂直叠加多层结构<sup>[14-16]</sup>,从而将彼此接近的吸收峰连接起来形成宽带吸收。由于磁激元共振的独立性,不同尺寸的金属-介质对可以在不同位置形成了几个不同的谐振峰而互不影响。接下来,通过多尺寸平铺形成的单元<sup>[17]</sup>来分析,其结构构成如图1。

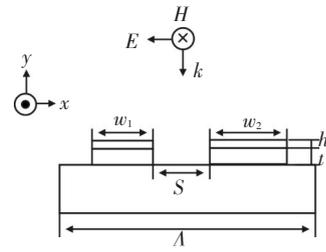


图1 双频结构吸收器示意图

所设计的该结构的组成仍是三层结构,顶部和衬底都是金,金的参数采用频率相关的Drude模型表征。中间介质层仍采用锗,考虑波长的范围,锗是无损耗材料,其相对折射率为4。因为TE波在一维光栅上不能激发磁激元,不能形成磁激元共振,将大部分入射光反射回去,所以采用的入射波是TM波。另外所设计的材料都是非磁性的材料。周期 $\Lambda = 3.8 \mu\text{m}$ ,两对不同长度的金属-介质对,设置其宽度分别为 $w_1 = 1.087 \mu\text{m}$ ,  $w_2 = 1.2 \mu\text{m}$ ,两个金属介质对之间的距离为 $s = 0.7565 \mu\text{m}$ ,顶层金属的宽度为 $h = 0.05 \mu\text{m}$ ,中间介质层的厚度为 $t = 0.2 \mu\text{m}$ ,衬底金属的厚度为 $0.5 \mu\text{m}$ ,其大于趋肤深度,这样几乎没有透射,即透射率 $T = 0$ ,那么吸收率可以表示成 $A = 1 - R$ ,吸收光谱可以通过严格偶和波分析法来分析其衍射得到。图2是入射光垂直入射下双频吸收器的吸收光谱。

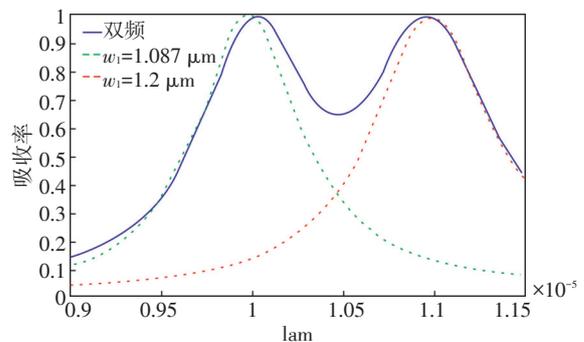


图2 双频吸收光谱示意图

可以看出,在波长 $10.04 \mu\text{m}$ 、 $10.06 \mu\text{m}$ 处有两个吸收峰,其吸收率分别达到了99.96%、99.95%。接下来,单独仿真一个周期仅仅包含一个子单元的结构,得到其吸收光谱来分析双频吸收器的吸收特

性与单频吸收器吸收特性的关系。在图2中,绿线和红线分别代表仅仅包含  $w_1$ ,  $w_2$  一个子单元的吸收结构的吸收光谱,从图中可以看出,双频吸收器的吸收光谱是仅仅拥有一个子单元吸收结构的单频吸收光谱的叠加。为了更多地了解该多频吸收器的吸收机制,通过comsol仿真出了在两个吸收峰处的电磁场分布,如图3所示。

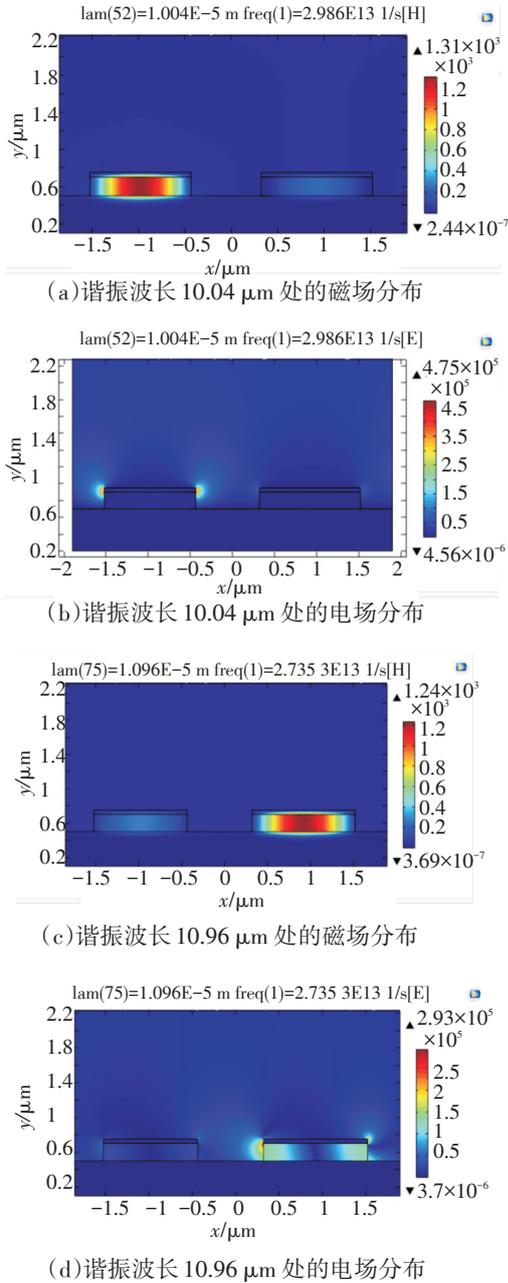


图3 谐振波长分别为10.04  $\mu\text{m}$  和 10.96  $\mu\text{m}$  处的磁场分布和电场分布

从图中可以明显的看出,电场和磁场在不同的

谐振波长处被有效地限制在了各自区域内。电场主要分布在介质层的两侧中,磁场主要集中在了底座金属和顶层金属底部之间的地方,这是由于激发了磁激元共振(MPs),MPs的激发原理是入射的TM波在底座金属和顶层金属之间的区域的z轴方向产生了振荡的磁场,根据楞次定律,会相应的在X-Y平面上产生感应电流,感应电流的出现,说明了该结构具有较强的抗磁性,结构的抗磁效应在相应的谐振波长处表现的尤为强烈。而从图3a中可以看出,在波长为10.04  $\mu\text{m}$  处,磁场全部被限制在左边的谐振腔内,即限制在了顶层金属与中间介质中,在谐振腔的中间部分颜色最深,说明强磁场主要集中在电介质中央。另外,电流回路由两部分组成,一部分是通过金属表面的移动电子形成的电流,称为导通电流,另一部分是通过电介质层的位移电流,可以从图3b中看出,电荷主要集中在了顶层金带底部的两边的角上。同理,从图3c、图3d可以得到相同的结论,只不过此时的谐振波长为10.96  $\mu\text{m}$ 。经过大量重复的实验仿真,只要某一子单元与临近子单元之间的间隔足够长,邻接的场是不会相互影响的,这也说明了磁激元共振(MPs)的独立性。

进一步通过LC等效电路图来分析多频吸收器的吸波原理。目前来看,人们一般都使用LC等效电路图来分析单频吸收器的吸收波长,而在多频吸收器结构中,根据磁激元共振(MPs)的独立性,电磁场完全被局部在相应的顶层金属带与底座金之间,与邻近的子单元完全没有耦合现象,所以可以把每个子单元都看成是独立的,互不影响的,除此之外,沿着磁场的方向,也就是Z方向,磁激元共振与结构的长度没有关系,因此顶层金属带的长度不会影响到LC电路模型的预测。接下来,首先分析双频吸收器结构中一个子单元的LC等效电路图,如图4所示。

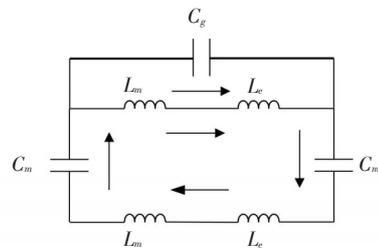


图4 双频吸收器子单元LC等效电路图

图中箭头方向表示电流的方向,顶层的临近金

属带之间电容可以用平行金属板电容  $C_g$  近似表示, 如式(1), 顶层金属与底座金属之间的电容可以用  $C_m$  来表示如式(2), 自由电子的漂移形成的电感用  $L_e$  表示, 如式(3), 称为自感, 顶层金属带与底座金属之间的互感用  $L_m$  表示, 如式(4)。

$$C_g = \frac{\epsilon_0 h}{\Lambda - w} \quad (1)$$

$$C_m = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r w}{4\pi k t} = \frac{1}{4\pi k} \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon_r w}{t} = c_1^* \frac{\epsilon_0 \epsilon_r w}{t} \quad (2)$$

$$L_e = \frac{w}{\omega_p^2 \delta \epsilon_0} \quad (3)$$

$$L_m = 0.5 \mu_0 w t \quad (4)$$

其中,  $\epsilon_r$  是中间电介质层的相对介质常;  $c_1$  是用来表示金属表面的非均匀的电荷分布的数值常数, 一般对于比较宽的顶层金属带  $c_1$  被设置成 0.175, 比较窄的金属带  $c_1$  被设置成 0.18, 这是由于比较短的金属带表面自由电子均匀分布的偏差需要更大一点的  $c_1$  去更好的预测;  $\omega_p$  是金的等离子体谐振频率, 大小约为  $12 \times 10^5$  rad/s;  $\delta$  表示金的趋肤深度,  $\delta = \frac{\lambda}{4\pi\kappa}$ , 其中  $\kappa$  是金的消光系数。

则子单元结构的等效阻抗如式(5)

$$Z_w = \frac{j\omega (L_m + L_e)}{1 - \omega^2 C_g (L_m + L_e)} + \frac{2}{j\omega C_m} + j\omega (L_m + L_e) \quad (5)$$

双频吸收器的等效电路图可用图5表示。

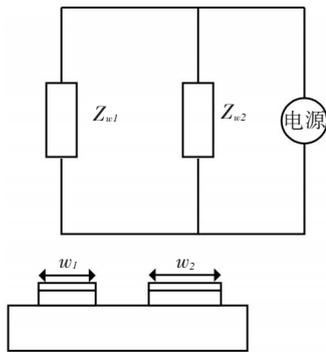


图5 双频吸收器等效电路图

则其双频结构等效阻抗式(6)为

$$Z_{tot} = \frac{Z_{w1} \cdot Z_{w2}}{Z_{w1} + Z_{w2}} \quad (6)$$

进一步可以分析得到, 多频吸收器的等效阻抗如式(7)

$$\frac{1}{Z_{tot}} = \frac{1}{Z_{w1}} + \frac{1}{Z_{w2}} \dots \frac{1}{Z_{w_n}} \quad (7)$$

之前提到过, 如果想要得到完美吸收峰, 需要等效阻抗与空间阻抗匹配, 即等效电路图的阻抗虚部应该为 0, 即  $Z_{tot} = 0$ , 通过等效电路图得到的完美吸收波长与仿真得到的完美吸收波长近似。

## 2 多层结构与多尺寸结合相结合构成多频吸收器

进一步通过多层结构与多尺寸结合来设计了一种双频吸收器。在第1节已经介绍到可以通过多尺寸来构成不同谐振波长的吸收器, 那么接下来通过另一种结构实现一个双频吸收器, 如图6。

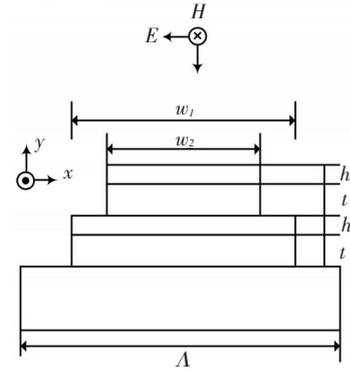


图6 双频吸收器LC等效电路图

两对金属-介质对周期的被垂直铺设在底部金属板上, 整个结构呈现轴对称, 其周期为  $\Lambda = 3.8 \mu\text{m}$ ,  $w_1 = 1.07 \mu\text{m}$ ,  $w_2 = 0.87 \mu\text{m}$ 。中间介质层仍采用的是无损耗的锗, 折射率为 4, 金属层采用的是金, 其金的参数采用频率相关的 Drude 模型表征。其参数设置为  $T = 0.5 \mu\text{m}$ ,  $t = 0.2 \mu\text{m}$ ,  $h = 0.05 \mu\text{m}$ 。在入射波垂直入射的情况下, 吸收光谱如图7。

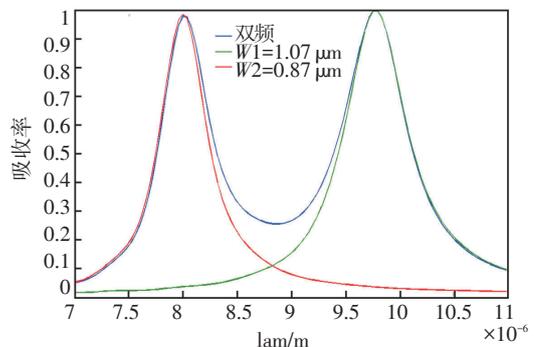


图7 双频吸收器吸收光谱图

可以看出,在两个不同波长  $8.04 \mu\text{m}$  和  $9.84 \mu\text{m}$  处的吸收率达到  $98.6\%$  和  $99.6\%$  了,单独分析每个不同尺寸的金属-介质对,其吸收光谱如图7中的蓝线和绿线,可以看出在其他参数不变,只改变金属-介质对的尺寸,双频吸收器的光谱图是两个不同尺寸构成的单频吸收器的吸收光谱的叠加,这再次说明了磁激元共振的独立性。

接下来仍用 LC 等效电路来分析其吸收机制,下面的金属-介质对的吸收机制仍然可以看成与多个尺寸形成对吸收器的机制一样,就是看成光栅来处理,其阻抗如式(8),即

$$Z_{w1} = \frac{j\omega (L_m + L_e)}{1 - \omega^2 C_g (L_m + L_e)} + \frac{2}{j\omega C_m} + j\omega (L_m + L_e) \quad (8)$$

而上面的金属-介质对的吸收机制不能看成光栅来处理,而应该看成是纳米缝阵列,其等效电路图如图8。

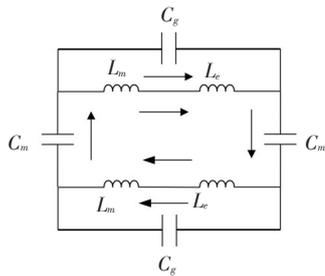


图8 双频吸收器子单元LC等效电路图

则等效阻抗如式(9)

$$Z_{w2} = \frac{2j\omega (L_m + L_e)}{1 - \omega^2 C_g (L_m + L_e)} + \frac{2}{j\omega C_m} \quad (9)$$

双频吸收器的等效电路图如图9。

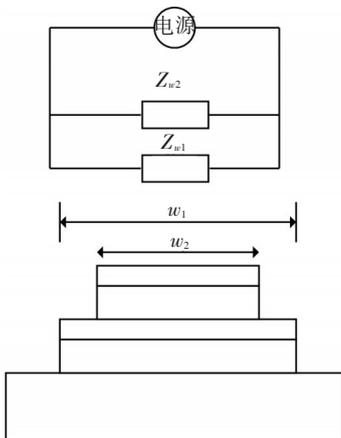


图9 双频吸收器等效电路图

其双频结构等效阻抗如式(10)

$$Z_{\text{tot}} = \frac{Z_{w1} \cdot Z_{w2}}{Z_{w1} + Z_{w2}} \quad (10)$$

要想形成磁共振实现完美吸收,  $Z_{\text{tot}} = 0$ 。这样将结构参数代入,与所设计得到的谐振波长近似,实现了完美吸收。

### 3 一维结构偏振不敏感双频吸收器的设计和仿真

已经提出两种结构的双频吸收器,这两种结构都是对 TM 偏振波能够实现双频完美吸收,如果想要实现对 TE 偏振电磁波实现完美吸收,设计出一种一维结构的偏振不敏感吸收器,可以同时 TE、TM 偏振波实现完美吸收,一维结构的偏振不敏感吸收器,制作简单、灵活,其结构如图10。周期  $\Lambda = 3.8 \mu\text{m}$ ,  $t1 = 0.2 \mu\text{m}$ ,  $h1 = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $t2 = 1.23 \mu\text{m}$ ,  $h2 = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $t3 = 1.14 \mu\text{m}$ ,  $w1 = 0.93 \mu\text{m}$ ,  $w2 = 0.87 \mu\text{m}$ 。黄色标记的材料仍采用的是金属金,中间介质层还是无损耗的锗,折射率为4。

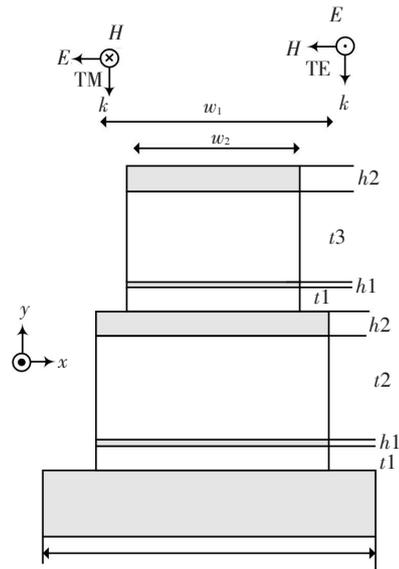


图10 一维偏振不敏感双频吸收器结构图

其双频仿真吸收光谱图如图11。从图中可以看出,垂直入射的情况下,蓝线代表 TM 偏振波的情况下,在波长  $8 \mu\text{m}$  与波长  $8.56 \mu\text{m}$  处,吸收率可以分别达到  $87\%$  和  $99.5\%$ ,红线代表 TE 偏振波的情况下,在波长  $8.04 \mu\text{m}$  与波长  $8.56 \mu\text{m}$  处的吸收率分别达到了  $88\%$  和  $97.8\%$ 。明显的能看出, TM 偏振下

的FWHM比TE的宽,产生这个的可能原因是在TM偏振波下,波导层也有一定的吸收。

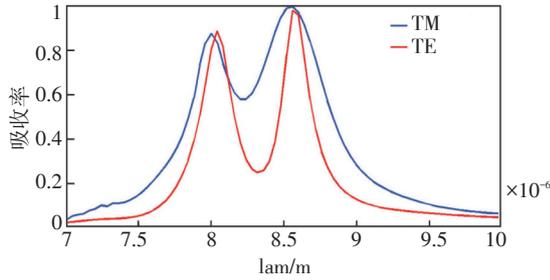
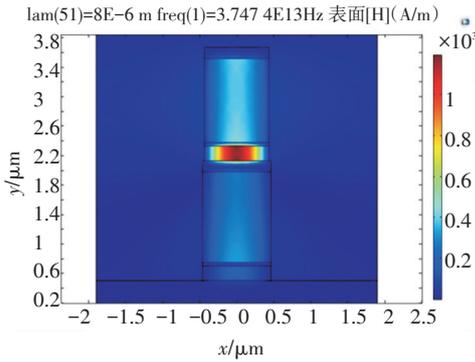
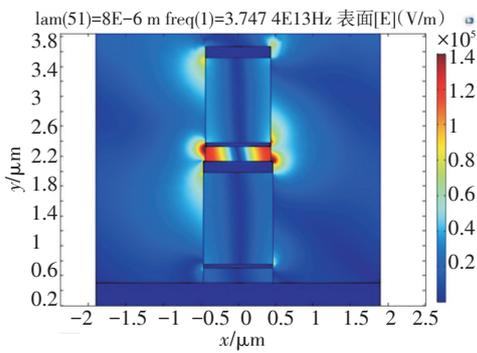


图11 一维偏振不敏感双频吸收光谱图

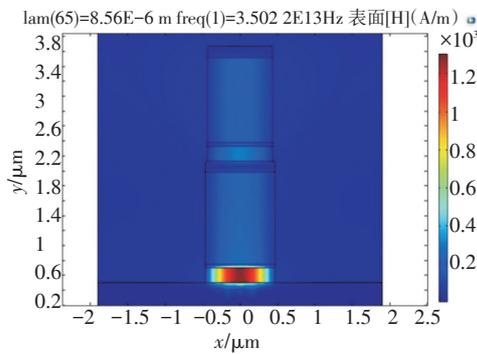
为了进一步分析该结构的吸收机理,仿真出了在谐振波长处的电磁场分布,如图12。



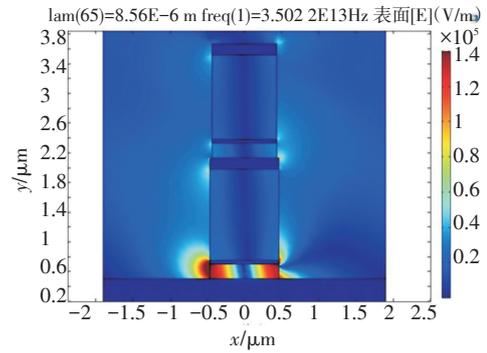
(a)TM 偏振, 8  $\mu\text{m}$  处的磁场分布



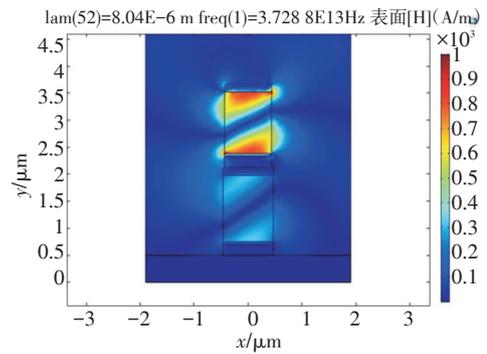
(b)TM 偏振下,8  $\mu\text{m}$ 处电场分布



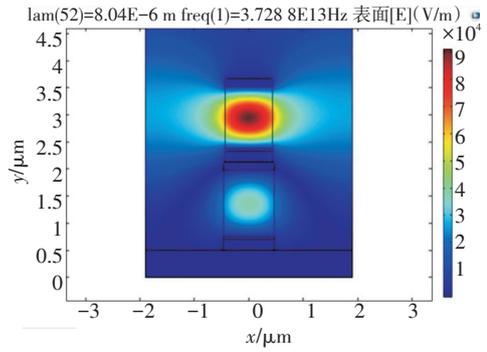
(c)TM 偏振, 8.56  $\mu\text{m}$  处的磁场分布



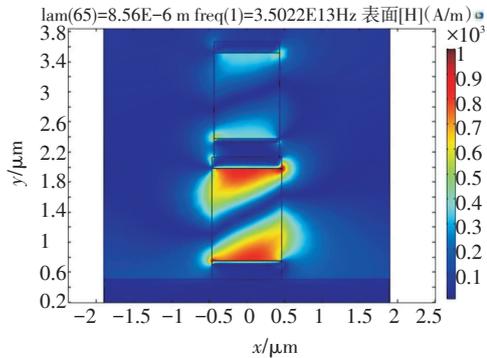
(d)TM 偏振, 8.56  $\mu\text{m}$  处的电场分布



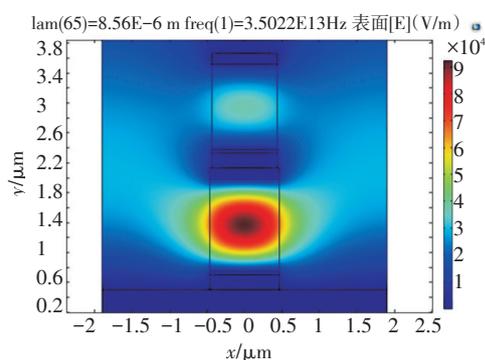
(e)TE 偏振, 8.04  $\mu\text{m}$  处的磁场分布



(f)TE 偏振, 8.04  $\mu\text{m}$  处的电场分布



(g)TE 偏振下, 8.56  $\mu\text{m}$  处的磁场分布



(h) TE 偏振下, 8.56 μm 处的电场分布

图 12 TM 偏振、TE 偏振下, 不同波长处的  
磁场分布与电场分布

从图 12a~图 12d 电磁场分布图可以看出, 每个子单元的下面的金属-介质对构成的谐振腔产生了磁激元共振, 实现了 TM 偏振电磁波的吸收。对于 TM 偏振波的情况下, 磁场和电场的分布如图 12a、图 12c 和图 12b、图 12d, 就其中一个子单元分析, 可以看出强电场主要产生在下面中介质层的两边, 在下面那个金属条的两个角上电场最强, 电场分量在下面的介质层中产生循环电路, 形成了感生电流, 在上面金属条的两边也有少部分的电场存在。从图 12a、图 12c 中可以看出, 磁场被限制在了下面的顶层金属条与底座之间的介质层中, 中间颜色最深, 说明此处磁场强度最强, 并且下面子单元的顶层金属条作为上面的子单元的金属底座, 其厚度大于趋肤深度, 透射率仍为 0。这些已经在第 2 节分析过, 原因是磁激元共振 (MR), 可以通过第 2 节推导出来的等效阻抗公式进一步分析, 将结构参数代入式 (10), 通过令其为  $Z_{\text{out}} = 0$ , 可以预测出谐振波长分别为  $8.02 \mu\text{m}$  与  $8.56 \mu\text{m}$ , 与仿真结果近似。

从图 12e~图 12h 电磁场分布图可以看出, 每个子单元的上面金属-介质对与下面单元的顶层金属条构成的波导层产生了波导模式共振 (GMR)<sup>[18]</sup>, 实现了对 TE 偏振波的吸收。从图 12f、图 12h 中可以看出, 在 TE 偏振波的情况下, 电场主要集中在每个子单元的上层介质波导层中, 并且向左右两边泄漏到临近的波导层, 这表明在这层发生了共振。从图 12e、图 12g 中可以分析出, 磁场主要产生在中间介质波导层与上下两层金属的交界处, 在交界处颜色最深, 说明磁场最强, 以上表明波导模式共振发生在波导层, TE 偏振波被中间介质层的两边金属层吸收。

波导结构中波导模式共振的本征方程如式 (11)<sup>[19]</sup>

$$\kappa d = m\pi + 2 \tan^{-1} \frac{\alpha}{\kappa} \quad (11)$$

其中,  $\kappa = (k_0^2 \varepsilon_d - \beta^2)^{1/2}$ ;  $\alpha = (\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d)^{1/2}$  是波导层的遍历波数和金属层的衰减系数;  $m$  是模式数,

$$k_0 d = \frac{m\pi}{\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}}} + \frac{2}{\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\varepsilon'_m}{\varepsilon_{\text{eff}}}}$$

,  $\varepsilon_{\text{eff}}$  是波导层的折射率;  $\varepsilon'_m$  是金的介电常数的实部, 将参数代入本征方程后, 其结构与仿真结果近似。通过调整波导层的厚度和折射率, 都可以调节波导层的谐振波长。

综合来看, 对 TE、TM 偏振波的吸收是相互独立的, 是结构的不同部位实现了不同的共振, 分别实现了对 TE、TM 偏振波的完美吸收。其 TM 偏振波的吸收原理是磁激元共振, TE 偏振波的吸收原理是波导模式共振。

## 4 结 论

综上所述, 设计了在红外波段实现双频吸收的两种结构, 一个是横向铺设子单元, 调节子单元的尺寸构成了双频吸收, 另一个是通过垂直方向铺设金属-介质对, 仍是调节尺寸构成了双频吸收, 并都通过了 LC 等效电路分析和预测。在这些基础上最终提出了一个一维结构的偏振不敏感的双频吸收器, 其结构是通过垂直方向上铺设两对金属-介质层, 从而通过磁激元共振和波导模式共振分别对 TM、TE 偏振电磁波吸收, 并且通过 LC 等效电路和本征方程验证了其结果。除此之外, 与现在的吸收器相比, 只要相邻单元之间的距离足够大, 单元之间互相不影响, 这增加了制作自由度, 并且这样的结构也较容易制作。另外, 在此基础上, 可以通过调节结构参数, 多个这样的子单元横向或者垂直方向级联, 形成宽带吸收器, 这样的研究是很有意义的。

## 参考文献

- [1] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. Perfect metamaterial absorber[J]. Phys Rev Lett, 2008, 100(20):20742.
- [2] Lee B J, Wang L P, Zhang Z M. Coherent thermal emission by excitation of magnetic polaritons between periodic strips and a metallic film[J]. Opt Express, 2008, 16(15): 11328-11336.

- [3] Wang L P, Zhang Z M. Wavelength-selective and diffuse emitter enhanced by magnetic polaritons for thermophotovoltaics[J]. *App Phys Lett*, 2012, 100(6):063902.
- [4] Sakurai A, Zhao B, Zhang Z M. Resonant frequency and bandwidth of metamaterial emitters and absorbers predicted by an RLC circuit model[J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, 2014, 149:33-40.
- [5] Feng R, Ding W, Liu L. Dual-band infrared perfect absorber based on asymmetric T-shaped plasmonic array [J]. *Opt Express*, 2014, 22(S2):A335-A343.
- [6] Cui Y, Fung K H, Xu J, et al. Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab[J]. *Nano Lett*, 2012, 12(3):1443-1447.
- [7] Wu J, Zhou C, Yu J, et al. TE polarization selective absorber based on metal-dielectric grating structure for infrared frequencies[J]. *Opt Commun*, 2014, 329:38-43.
- [8] Feng R, Qiu J, Cao Y, et al. Omnidirectional and polarization insensitive nearly perfect absorber in one dimensional meta-structure[J]. *Appl Phys Lett*, 2014, 105(18):181102.
- [9] Desieres Y, Rochat N, Espiau delamaestre R. Subwavelength optical absorber with an integrated photon sorter[J]. *Appl Phys Lett*, 2012, 100(11), 113305.
- [10] Hendrickson J, Guo J, Zhang B, et al. Wideband perfect light absorber using spatially multiplexed plasmon resonance metal square structures[J]. *Opt Soc Am*, 2013, B30(3):656-662.
- [11] Nielsen M G, Pors A, Albrektsen O, et al. Efficient absorption of visible radiation by gap plasmon resonators[J]. *Opt Express*, 2012, 20(12):13311-13319.
- [12] Cui Y, Fung K H, Xu J, et al. Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab[J]. *Nano Lett*, 2012, 12(3):1443-1447.
- [13] Ding F, Cui Y, Ge X, et al. Ultra-broadband microwave metamaterial absorber[J]. *Appl Phys Lett*, 2012, 100(10):103506.
- [14] Ye Y Q, Jin Y, He S. Omnidirectional, polarization-insensitive and broadband thin absorber in the terahertz regime [J]. *J Opt Soc Am*, 2012, 27(3):498-504.
- [15] Engheta N. Circuits with light at nanoscales: optical nanocircuits inspired by metamaterials[J]. *Science* 317(5845), 2007:1698-1702.
- [16] Wang Y, Jiang X, Li Q, et al. High-resolution monitoring of wavelength shifts utilizing strong spatial dispersion of guided modes[J]. *Appl Phys Lett*, 2012, 101(6):061106.
- [17] Wang Y, Cao Z, Yu T, et al. Enhancement of the superprism effect based on the strong dispersion effect of ultrahigh-order modes[J]. *Opt Lett*, 2008, 33(11):1276-1278.

(上接第21页)

- spallation and ablation of metal targets from large-scale molecular dynamics simulations[J]. *Applied Physics A*, 2014, 114(1):11-32.
- [10] Karim, Eaman T. Molecular dynamics study of femtosecond laser interactions with Cr targets[J]. *AIP Conference Proceedings-American Institute of Physics*, 2012, 1464(1).
- [11] Marinier S, Lewis L J. Femtosecond laser ablation of Cu x Zr 1 x bulk metallic glasses: a molecular dynamics study [J]. *Physical Review B*, 2015, 92(18):184108.
- [12] Allen M P, Tildesley D J. *Computer simulation of liquids*[M]. Oxford University Press, 1989.
- [13] Anisimov S I. Vaporization of metal absorbing laser radiation[J]. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1968, 27:182.
- [14] Cleri F, Rosato V. Tight-binding potentials for transition metals and alloys[J]. *Physical Review B*, 1993, 48(1):22.
- [15] Duan G, Xu D, Zhang Q, et al. Molecular dynamics study of the binary Cu 46 Zr 54 metallic glass motivated by experiments: glass formation and atomic-level structure[J]. *Physical Review B*, 2005, 71(22):224208.
- [16] Schäfer C, Urbassek H M, Zhigilei L V, et al. Pressure-transmitting boundary conditions for molecular-dynamics simulations[J]. *Computational Materials Science*, 2002, 24(4):421-429.
- [17] Moshe E, Eliezer S, Dekel E, et al. Measurements of laser driven spallation in tin and zinc using an optical recording velocity interferometer system[J]. *Journal of applied physics*, 1999, 86(8):4242-4248.
- [18] Kelly R, Miotello A. Comments on explosive mechanisms of laser sputtering[J]. *Applied Surface Science*, 1996, 96:205-215.
- [19] Zhigilei L V, Garrison B J. Microscopic mechanisms of laser ablation of organic solids in the thermal and stress confinement irradiation regimes[J]. *Journal of Applied Physics*, 2000, 88(3):1281-1298.
- [20] Wang J, Hodgson P D, Zhang J, et al. Effects of quenching rate on amorphous structures of Cu 46 Zr 54 metallic glass[J]. *Journal of materials processing technology*, 2009, 209(9):4601-4606.
- [21] 泽仑. 非晶态固体物理学[M]. 北京:北京大学, 1988.