

多层矩形宽波段超材料吸收器

王杨^{1*}, 轩雪飞¹, 朱路^{2**}, 陈帅¹, 李秀¹

¹淮南师范学院电子工程学院, 安徽 淮南 232000;

²华东交通大学信息工程学院, 江西 南昌 330013

摘要 结合多层波导结构与杂化耦合理论,设计了一种宽波段、高吸收率的多层矩形吸收器。该吸收器由矩形缝隙天线与多层金属-介质-金属矩形结构组成,采用时域有限差分方法分析了该吸收器在宽波段、不同偏振状态以及大角度斜入射条件下的吸收特性。数值分析结果表明,该吸收器在 400~1400 nm 波段的平均吸收率可达 95%,呈一定的偏振不敏感特性,且 60°斜入射时仍能保持 93%的平均吸收率。通过监测谐振频点下的电磁场分布,发现该吸收器的宽波段高吸收特性主要由法布里-珀罗共振、慢波效应、局域表面等离子体共振及他们之间的杂化耦合作用决定。这种宽波段、高吸收、对偏振与斜入射角度不敏感的吸收器,有望在隐形设备、太阳能电池等领域发挥重要的作用。

关键词 光学器件; 超材料; 吸收器; 宽波段; 吸收率

中图分类号 O431 文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1523001

Multilayer Rectangular Broadband Metamaterial Absorber

Wang Yang^{1*}, Xuan Xuefei¹, Zhu Lu^{2**}, Chen Shuai¹, Li Xiu¹

¹ School of Electronic Engineering, Huainan Normal University, Huainan, Anhui 232000, China;

² School of Information Engineering, East China Jiaotong University, Nanchang, Jiangxi 330013, China

Abstract A multilayer rectangular absorber with wide band and high absorption rate is designed based on multilayer waveguide structure and hybrid coupling theory. The absorber unit is composed of a rectangular slot antenna and a multi-layer metal-dielectric-metal rectangular structure. We use finite-difference time-domain method to analyze the absorption characteristics of the multilayer rectangular absorber under the conditions of wide band, different polarization states and large angle oblique incidence. Numerical results reveal that the absorption band of the absorber is 400–1400 nm, and its average absorption rate can reach 95%, showing a certain polarization insensitivity, and it can still maintain an average absorbance of 93% at 60° oblique incidence. By monitoring the electromagnetic field distribution at the resonance frequency point, we find that the high-absorption characteristics of the absorber in a broadband which is mainly caused by Fabry-Perot resonance, slow-wave effects, local surface plasmon resonance, and the hybrid coupling among them. The proposed metamaterial absorber is expected to play a role in invisible devices, solar cells and other fields owing to its wide bandwidth, high absorption, insensitivity to polarization and oblique incidence angle.

Key words optical devices; metamaterial; absorber; broad waveband; absorptivity

OCIS codes 230.4170; 160.3918; 350.2450; 250.5403; 300.1030

1 引 言

超材料是一种人工制备材料,因其独特的电磁特性引起了广泛关注^[1]。研究发现,通过设计超材料的单元结构和调整其尺寸,可以实现对电磁波传输、反射、吸收等特性的灵活调控^[2-4]。因此,超材料广泛应用于隐形设备、太阳能电池、通信等领域^[5-8]。

超材料的电磁参数受其物理结构的影响较大,因此合理设计超材料的结构对电磁场的控制和传播具有重要意义^[9]。已有研究将超材料应用于吸收器,实现了对特定频段电磁波近 100%的完全吸收^[10-12]。其吸收机理是调整吸收器的物理结构和材料,使入射的电磁分量局域到结构内,从而实现某一频段电磁波接近 100%的吸收^[13]。

收稿日期: 2020-03-16; 修回日期: 2020-03-18; 录用日期: 2020-04-28

基金项目: 国家自然科学基金(61967007,61963016)

* E-mail: yangwang91@163.com; ** E-mail: luyuanwanwan@163.com

目前,已经设计了不同频段、不同结构的超材料吸收器。Shen 等^[14]提出的窄带超材料吸收器,在波长为 409 nm 时,吸收率接近 100%。沈晓鹏等^[15]设计了在垂直入射与大角度斜入射时吸收率分别高达 99.7% 和 80% 的宽角度超材料吸收器。但上述吸收器只局限于提高吸收率的研究,吸收频带不宽。Cui 等^[16]利用锯齿形结构的多点谐振特性,将吸收波段展宽到近红外与远红外波段。Cao 等^[17-18]利用金属-介质-金属(MIM)多层结构特性设计的环状与柱状超材料吸收器,在 400~700 nm 波段的平均吸收率均高达 95%。Cao 等^[19]设计的曲折环形谐振器在 370~854 THz 宽频段下实现了高吸收率。Lei 等^[20]提出的超宽带吸收器在 354~1066 nm 波段内的吸收率超过 90%,峰值可达 99.8%,但吸收波段仍不宽。Hoa 等^[21]设计的金字塔型超材料吸收器具有广角和偏振不敏感特性,吸收带宽为 450~1400 nm,但其结构较为复杂。Li 等^[22]基于 MIM 与介质-金属-介质(IMI)结构设计的超材料吸收器在 600~3000 nm 宽波段下可实高吸收率,但其吸收率对偏振角度和入射角度较为敏感。现有研究仍存在吸收带宽不宽、对入射偏振角度较为敏感等问题。研究表明太阳辐射到地面的能量主要分布在可见光和红外光波段^[13],因此,研究

可见光和红外光波段下的大角度、超宽带及对偏振不敏感的吸收器对太阳能的开发利用、隐形设备研制等有重要意义。

本文基于 MIM 结构特性与杂化耦合理论提出了一种宽带多层矩形吸收器(MRA),该吸收器的吸收波段为 400~1400 nm 的可见光与近红外光波段,并采用时域有限差分(FDTD)方法分析了 MRA 在宽波段、不同偏振角度、大角度斜入射下的吸收特性。

2 结构与思想

宽带 MRA 的单元结构如图 1 所示,该单元结构由多层 MIM 结构组成。其吸收器单元顶部为矩形缝隙天线,如图 1(b)所示,即在矩形金属 Ti 上刻蚀的矩形空气槽。槽的介质为空气(介电常数 $\epsilon = 1$),宽度为 w ,长度分别为 l_1 和 l_2 ,缝隙间距为 g 。矩形天线的长度和宽度分别为 w_a 和 l_a ,高度为 t 。天线底部的介质层为 SiO_2 ($\epsilon = 2.1$),高度为 t_1 。MIM 结构中,金属层为 Ti,介质层为 GaAs,其高度分别为 t_2 、 t_3 。在 Si 基底底部镀一层大于 Au 穿透深度的 Au 膜(厚度为 100 nm),并在 Si 基底上按周期排列 MRA 单元,其周期为 p ,其中 E 、 H 、 k 分别表示入射光源的电场、磁场及传播方向。表 1 为多层矩形吸收器结构物理参数。

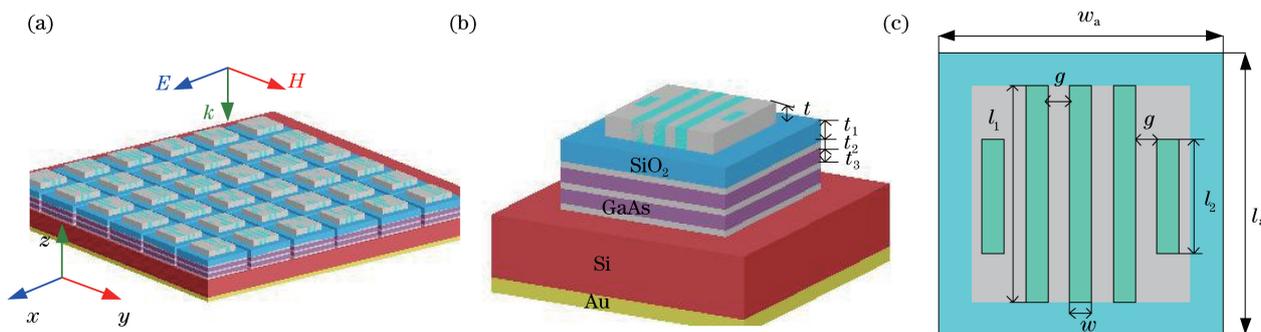


图 1 多层矩形吸收器。(a)多层矩形吸收器结构图;(b)吸收器单元结构图;(c)吸收器单元俯视图

Fig. 1 Multilayer rectangular absorber. (a) Structure schematic of the multilayer rectangular absorber; (b) structure schematic of the absorber unit; (c) top view of the absorber unit

表 1 多层矩形吸收器结构物理参数

Table 1 Physical parameter of multilayer rectangular absorber unit

Parameter	w_a	l_a	l_1	l_2	g	w	t	t_1	t_2	t_3	p
Size /nm	460	460	300	80	30	30	280	120	30	70	480

从能量角度分析吸收特性,MRA 的吸收率可表示为

$$A(\lambda) = 1 - R(\lambda) - T(\lambda), \quad (1)$$

式中, $A(\lambda)$ 为吸收率, $R(\lambda)$ 为反射率, $T(\lambda)$ 为透射

率, λ 为光源的入射波长。可以看出,MRA 的吸收率主要由反射率 $R(\lambda)$ 与透射率 $T(\lambda)$ 决定。要使吸收器的吸收效率提高,必须尽可能减小反射率与透射率。因此,需在 Si 基底底部镀一层金属膜(厚

度大于光的趋肤深度),用以阻挡光的透射。当光无法透过金属薄膜时,其透射率 $T(\lambda)$ 趋近于 0,可将(1)式修改为

$$A(\lambda) \approx 1 - R(\lambda). \quad (2)$$

为了降低反射率,需使吸收器的结构阻抗与自由空间阻抗匹配,即结构阻抗 $Z(\lambda) = \sqrt{\mu(\lambda)/\epsilon(\lambda)}$ (其中 $\mu(\lambda)$ 、 $\epsilon(\lambda)$ 分别为磁导率与介电常数)与自由空间阻抗 $Z_0(\lambda)$ 相等。由于超材料的结构阻抗受其形状、尺寸等参数的影响较大,因此可通过调整吸收器单元结构的物理参数实现阻抗匹配,展宽吸收波段,提高吸收率。

3 结果与分析

采用 FDTD 方法,分析了 MRA 的物理参数、入射光的偏振角度及入射角度对其吸收率的影响。为模拟吸收器单元的阵列结构,将 x, y 方向设置为周期边界,在 z 方向上设置完美匹配层(PML)。金属 Au 的介电常数采用 Johnson 等^[23] 的实验值,金属 Ti 及介质 GaAs 的介电常数采用 Palik^[24] 的实验值。

3.1 物理参数对吸收特性的影响

采用 FDTD 方法研究 MRA 的吸收特性,其基本参数如表 1 所示,入射光源为平面波,波长范围为 400~1400 nm,电场沿 x 方向偏振并垂直入射到吸收器结构。图 2 为吸收器在 400~1400 nm 波段的吸收光谱,可以看出 MRA 在不同频点下产生多次谐振,吸收光谱具有多个吸收峰。整个波段内的平

均吸收率为

$$A_{\text{average}} = \frac{\int_{\lambda_s}^{\lambda_m} A(\lambda) d\lambda}{\lambda_m - \lambda_s}, \quad (3)$$

式中, λ_m 为入射光源的最大波长, λ_s 为入射光源的最小波长。计算得到 MRA 在整个波段内的平均吸收率为 95.2%, 吸收峰最大可达接近 100% 的“完美”吸收。图 2(a) 为三种结构吸收器的吸收光谱,可以发现,在 400~700 nm(可见光)波段内,无矩形天线的吸收器的吸收率低于 70%; 矩形天线无缝隙槽吸收器的吸收率高于 80%, 平均吸收率为 91.3%; 带有开槽矩形天线吸收器的平均吸收率为 92.8%, 高于无矩形天线的吸收器。原因是可见光波段下的吸收主要由矩形天线谐振产生, 改变金属结构可以使自由阻抗和结构阻抗相匹配, 更容易产生谐振。此外, 表面等离子体共振产生的条件是存在金属与介质界面, 矩形天线上开有空气槽, 可通过改变结构调整交界面两边介质的相对介电常数与磁介常数, 使其满足动量匹配要求, 更容易激发表面等离子体共振。同时, 空气槽使整个矩形天线层形成类光栅结构, 在空气腔内形成谐振, 且天线结构表面的等离子体共振与 MIM 结构中的共振相互耦合, 使能量局域在金属表面, 从而增加吸收器的吸收率。吸收器结构在无缝隙与无矩形天线时 $y=0$ 平面($x-z$ 平面)的电场 $|E_x|$ 分布(波长为 500 nm 处)如图 2(b1)、图 2(b2) 所示, 可以发现, 当矩形天线无缝隙时, 电

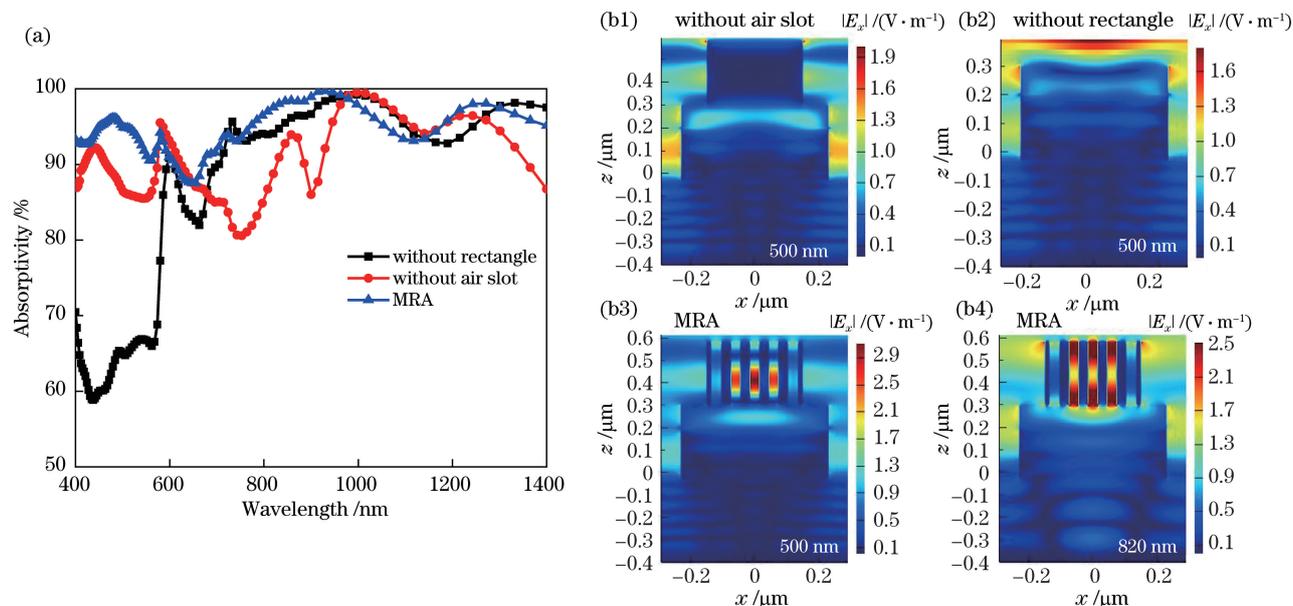


图 2 吸收光谱与电场分布图。(a) 不同结构的吸收光谱; (b) 不同结构的电场分布

Fig. 2 Absorption spectra and electric field distribution. (a) Absorption spectra for different structures; (b) electric field $|E_x|$ distribution for different structures

场分量 $|E_x|$ 强烈局域在金属与多层 MIM 结构两端;当吸收器无矩形天线时,在金属层角落与金属介质交界面形成微弱的场增强,部分能量被反射回去。从吸收光谱曲线也可以看出,在波长为 500 nm 处,吸收器无矩形天线时的吸收率相对较低,且无吸收峰的形成。MRA 在波长为 500 nm、820 nm 时的 $x-z$ 平面电场 $|E_x|$ 分布如图 2(b3)、图 2(b4) 所示,可以发现,电场分量被局限在缝隙槽内,同时金属两边与金属角落电场强度也得到增强。当共振波长为 820 nm 时,缝隙槽内形成了多级共振模式且相互耦合,使电场被局限在矩形天线的金属侧壁,被反射的能量减少,形成吸收峰。

为了分析吸收器的物理参数对其吸收特性的影响,首先,分析了矩形天线的高度对吸收特性的影响。保持其他物理参数不变,改变矩形缝隙天线高度 t ,得到吸收器的吸收光谱,如图 3(a) 所示,插图为吸收光谱随 t 的变化趋势。可以发现,随矩形缝隙天线高度的增加,MRA 的吸收峰在可见光波段内变化较大。原因是随着矩形缝隙天线高度的增加,在矩形天线的空气缝隙内形成谐振腔,金属的自由电子与入射光形成了谐振效应,将能量局域在谐振腔内。同时上层矩形天线缝隙和下层的 MIM 结构之间发生了杂化耦合,使吸收带宽得到

了展宽。然而,随着矩形缝隙天线高度的不断增加,MRA 在 1100~1400 nm 波段内的吸收率呈下降趋势。原因是随着高度的增加,矩形缝隙天线与 MIM 结构的耦合作用减弱。当矩形缝隙天线高度达到 280 nm 时,整体吸收特性较好,平均吸收率可达 95.2%。超过 280 nm 后,MRA 的吸收率上升空间不大,但加工成本与集成难度却逐渐加大。

保持其他物理参数不变,改变 MRA 的周期 p ,分析周期对 MRA 吸收特性的影响。计算得到 MRA 在 400~1400 nm 波段的吸收光谱,如图 3(b) 所示,插图为吸收率随 p 的变化趋势。可以发现,周期小于 580 nm 时,随 p 的增加,MRA 的吸收率在该波段内逐渐增加,平均吸收率随之增加。当周期增加到 580 nm 后,随着 p 的增加,MRA 的吸收率在该波段呈下降趋势,平均吸收率也逐渐下降。原因是随 p 的增加,吸收器单元之间的空气缝隙逐渐增大,单元之间形成类光栅结构及空气腔,腔体谐振将能量局域在腔体内部。而当周期增加到一定距离时,随 p 的增加,吸收器单元之间的缝隙不断增大,空气腔体内的共振很难被激发,同时吸收器单元之间表面等离子共振激发的电场与磁场耦合作用将逐渐减弱。

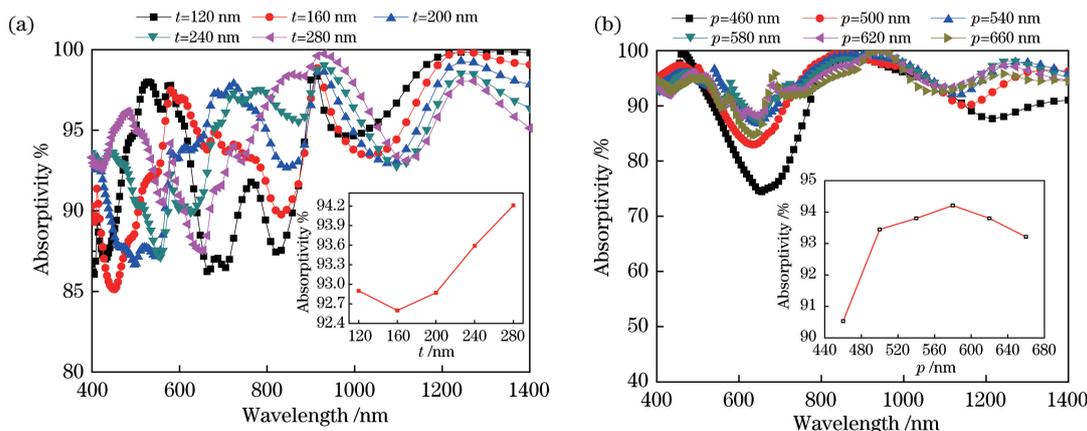


图 3 MRA 的吸收光谱。(a) 不同高度 t ; (b) 不同周期 p

Fig. 3 Absorption spectra of MRA. (a) Different heights t ; (b) different periods p

3.2 偏振角度与入射角度对吸收特性的影响

吸收器的偏振敏感性与大角度吸收特性,影响了吸收器的应用前景。保持 MRA 的物理参数和吸收器单元周期不变。将入射光源的偏振角度从 0° 增加 90° (步长为 18°) 垂直入射至结构表面。得到 MRA 在 400~1400 nm 波段内的吸收光谱,如图 4(a) 所示。可以发现,吸收器在各入射偏振角度下的变化趋势大体相同,吸收率随着偏振角度的增

加有小幅下降。当偏振角度增加至 90° 时,吸收器在整个波段内的平均吸收率仍高达 93%, 呈一定的偏振不敏感特性。由于正方形开槽结构的吸收器在各个偏振方向上并不完全对称,吸收器在各个方向上形成的类腔体结构及金属表面的自由电子分布也有所差别。因此,在各个偏振方向上激发的腔体谐振模式与耦合形式也略有不同,即图 4(a) 中各入射偏振角度下的吸收谱线并不完全重合,但在

整个波段内各个偏振角度的平均吸收率下降幅度较小。

保持物理参数及偏振角度不变,改变光源的入射角度,得到 MRA 在 400~1400 nm 波段内的吸收光谱,如图 4(b)所示。可以发现,当入射波长小于 700 nm 时,MRA 的吸收率受入射角度的影响不大。当入射波长大于 700 nm 时,吸收器对不同入

射角度变化较为敏感,随入射角度的增加,吸收率在 700~1400 nm 波段下降较快。原因是红外波段下的吸收基本集中在下层 MIM 结构中,随着入射角度的增大,上下层金属表面等离子体共振耦合减弱。尽管在较大波长范围内吸收率受入射角度影响较大,但 MRA 在光源 60°斜入射时,平均吸收率仍可保持在 93%。

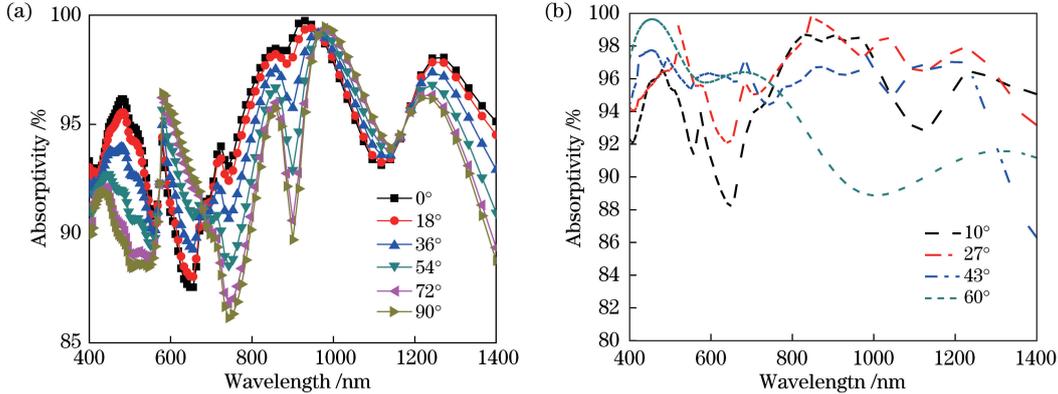


图 4 MRA 的吸收光谱。(a)不同偏振角度;(b)不同入射角度

Fig. 4 Absorption spectra of MRA. (a) Different polarization angles; (b) different incident angles

3.3 宽波段高吸收机理分析

为探究 MRA 宽波段高吸收的机理,提取吸收器在 $y=0$ 平面($x-z$ 平面)的电场与磁场和矩形缝隙天线顶部($x-y$ 面)的电场分布。

当入射光源为 TM 波(电场沿 x 方向偏振)时,电磁场存在 E_x 、 H_y 、 E_z 分量,提取谐振点处 $x-z$ 平面的电场 $|E_x|$ 和磁场 $|H_y|$ 分布,如图 5 所示。图 5(a)~图 5(c)分别是共振波长为 500、800、1210 nm 时的电场 $|E_x|$ 分布,可以看出,在共振波长为 500 nm 与 800 nm 时,电场强度增强主要集中在矩形天线的空气腔内,而在共振波长为 1210 nm 时,电场增强区域主要在天线的空气槽内及多层 MIM 结构中,同时电场分量也被局域在金属角落。从电场分布角度看,在矩形天线的空气腔内形成了驻波模式,这种驻波的形成称之为法布里-珀罗(F-P)共振^[25]。矩形天线缝隙(空气)槽内的金属侧壁等同于有限反射率的两种反射镜,在 TM 偏振光正入射时,其共振波长可以表示为^[25-26]

$$\lambda = \frac{n_{\text{eff}} t}{(m + 0.25)}, \quad (4)$$

$$\sqrt{\epsilon_d - n_{\text{eff}}^2} k_0 d = n\pi + 2\arctan\left(\frac{\epsilon_d \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \epsilon_m}}{\epsilon_m \sqrt{\epsilon_d - n_{\text{eff}}^2}}\right), \quad (5)$$

式中, n 为正整数, m 为腔膜级数, n_{eff} 为 MIM 波导模式的有效折射率,可以由(4)式 MIM 的波导方程

求出, ϵ_m 与 ϵ_d 分别为金属与介质的介电常数。计算得到 F-P 共振波长为 506 nm,与 FDTD 方法计算结果相吻合,这表明在该波长下发生了 F-P 共振。通过调整天线及缝隙的高度,可以改变 F-P 共振波长。此外,在波长为 800 nm 时,对比电场 $|E_x|$ 与磁场 $|H_y|$ 分布(图 5(f)),可以发现,F-P 共振的 2 级腔膜被激发,光场能量几乎完全局域在矩形缝隙天线的空气槽中,从而实现共振波长处近 100%的完美吸收特性。原因是 F-P 共振产生的驻波更利于结构对能量的束缚和吸收,增加了入射波与金属-介质层的反应时间。

图 5(d)~图 5(f)分别是共振波长为 500、800、1210 nm 时的磁场 $|H_y|$ 分布,可以看出,磁场增强区域主要集中在矩形天线缝隙以及下层的 MIM 结构中。在共振波长为 800 nm、1210 nm 时下层 MIM 结构中形成能流漩涡,这种现象类似于文献[27]的慢波效应。由慢波效应理论和有效媒介理论可知^[13],金属-介质规律叠加组合的波导,发生慢波效应处相应波长 λ_p 可表示为

$$\lambda_p = 2W \sqrt{\epsilon_{\perp}}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{\epsilon_{\perp}} = \frac{f}{\epsilon_m(\omega)} + \frac{1-f}{\epsilon_d(\omega)}, \quad (7)$$

$$f = \frac{t_2}{t_2 + t_3}, \quad (8)$$

式中, W 为波导宽度, ω 为频率, ϵ_{\perp} 为该吸收器垂直

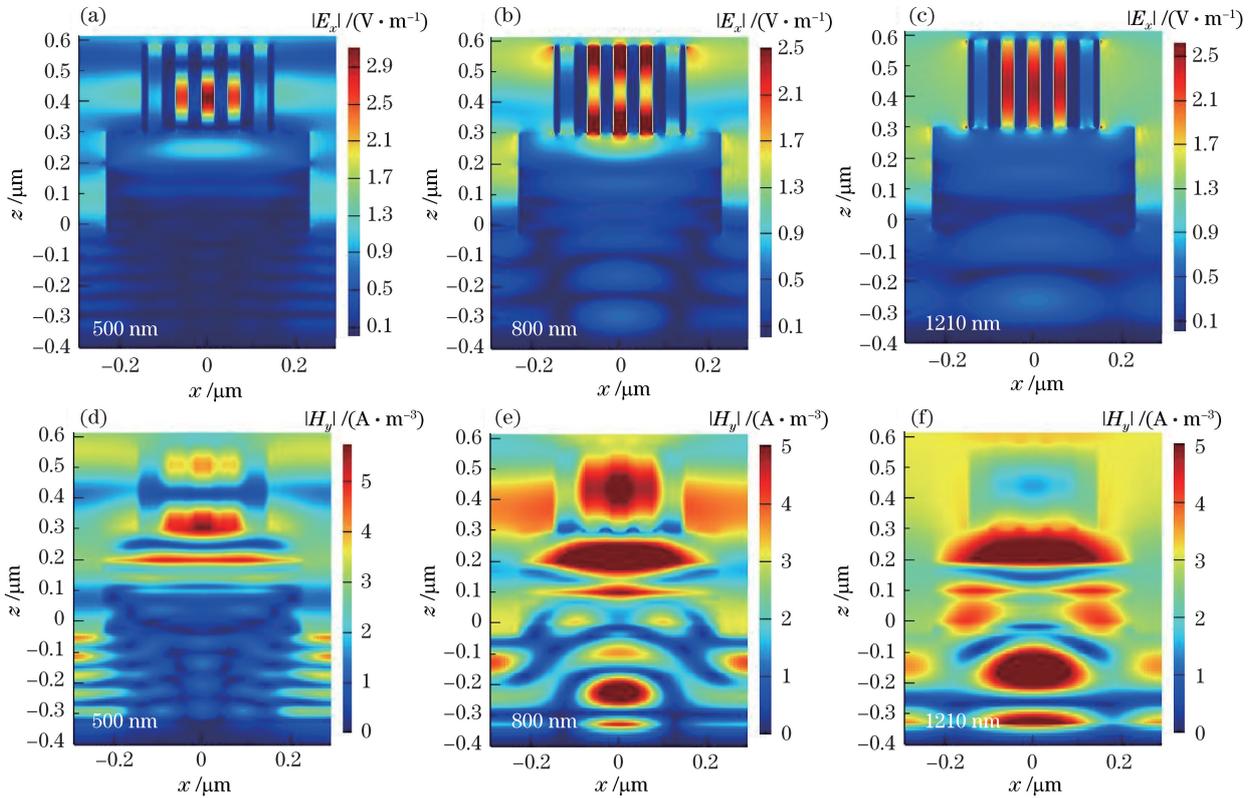


图 5 $y=0$ 平面电场 $|E_x|$ 与磁场 $|H_y|$ 分布。(a) $\lambda=500$ nm 时 $|E_x|$ 分布;(b) $\lambda=800$ nm 时 $|E_x|$ 分布;(c) $\lambda=1210$ nm 时 $|E_x|$ 分布;(d) $\lambda=500$ nm 时 $|H_y|$ 分布;(e) $\lambda=800$ nm 时 $|H_y|$ 分布;(f) $\lambda=1210$ nm 时 $|H_y|$ 分布
 Fig. 5 Electric field $|E_x|$ and magnetic field $|H_y|$ distribution at $y=0$ plane. (a) $|E_x|$ distribution for $\lambda=500$ nm; (b) $|E_x|$ distribution for $\lambda=800$ nm; (c) $|E_x|$ distribution for $\lambda=1210$ nm; (d) $|H_y|$ distribution for $\lambda=500$ nm; (e) $|H_y|$ distribution for $\lambda=800$ nm; (f) $|H_y|$ distribution for $\lambda=1210$ nm

等效介电常数, f 为金属占空比。当波导宽度为 460 nm, 金属占空比为 0.3 时, 计算得到慢波效应发生波长为 804 nm。慢波效应使电磁波在结构中的传播速度减慢, 延缓了电磁波穿过结构层的时间, 同时也增加了波与材料之间的相互作用过程, 进而增加了吸收器结构对电磁波的吸收^[28]。还可以看出, 能流汇聚的区域同样为磁场增强的区域, 由三层金属-介质-金属等效 LC 振荡电路分析可知^[13], 由于在 MIM 中产生磁共振导致区域内的磁场增强, 将能量局域在共振区域内, 可增加结构的吸收率。

共振波长分别为 500、800、1210 nm 时 $y=0$ 平面电场 $|E_x|$ 的分布如图 6 所示, 可以看出, z 方向上的电场增强区域主要集中在金属矩形结构的拐角处以及金属-介质界面。原因是金属表面及界面由于入射光的作用产生局域表面等离子体共振。而强电场将能量会集在金属及介质层内, 使吸收器的反射能量减小, 吸收率增加。

为进一步分析矩形缝隙天线对吸收率的影响, 得到共振波长分别为 500、800、1210 nm 时矩形缝隙天线表面 ($z=t$ 平面) 的电场 $|E_x|$ 的分布, 如图 7 所示。可以明显看出, 电场增强区域主要在缝隙(空气槽)与金属角落处。原因是多个空气槽的存在增加了金属与空气介质界面数量, 而金属与介质界面是表面等离子体共振产生的重要条件。这进一步表明缝隙与角落处电场的增强主要是因为表面等离子体的共振, 同时也激发产生了局域表面等离子体共振, 使能量局域在金属结构表面与缝隙处形成光陷, 进而被反射的能量减少, 形成较为优秀的吸收特性。对比不同共振波长的电场分布图, 可以看出, 缝隙处的电场在各谐振点处增强的强度不同。原因是不同波长(频率)的入射波在空气腔体结构中激发产生共振模式主次不同, 也意味着腔膜共振与局域表面等离子体共振耦合程度不同, 从而形成杂化耦合。杂化耦合拓展了吸收波段宽度, 同时提高了吸收率。

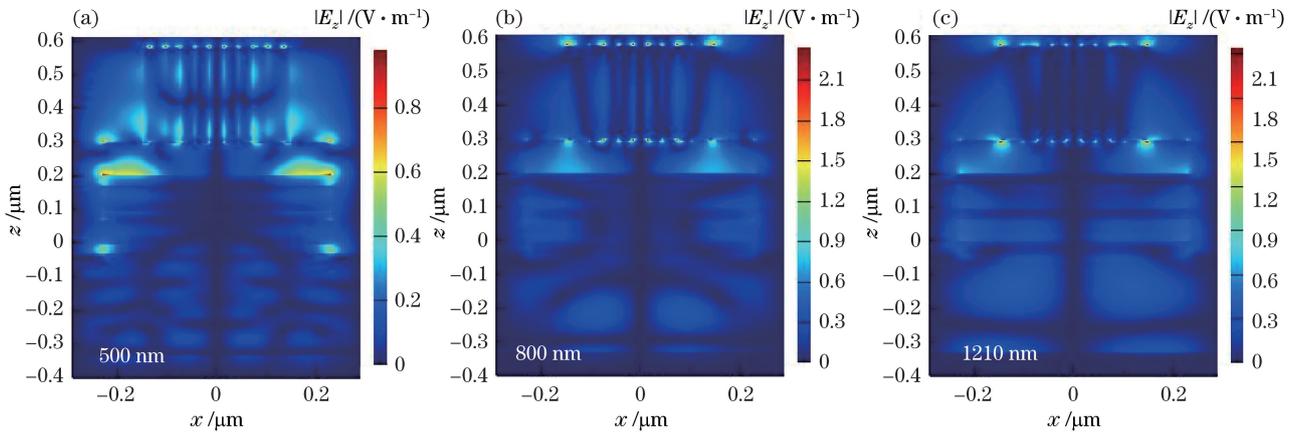


图 6 $y=0$ 平面电场 $|E_z|$ 分布。(a) $\lambda=500$ nm; (b) $\lambda=800$ nm; (c) $\lambda=1210$ nm

Fig. 6 Electric field $|E_z|$ distribution at $y=0$ plane. (a) $\lambda=500$ nm; (b) $\lambda=800$ nm; (c) $\lambda=1210$ nm

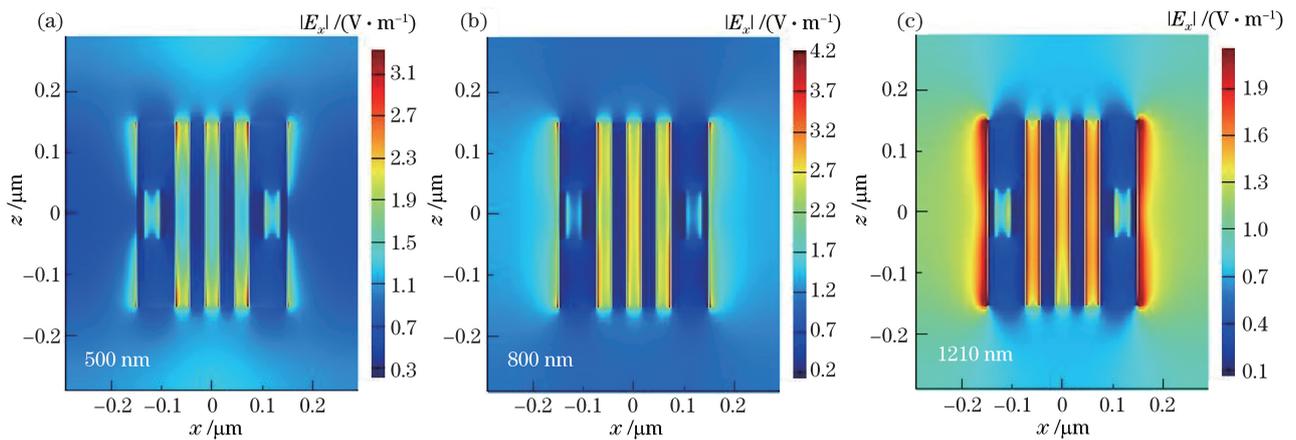


图 7 矩形缝隙天线顶部 ($z=t$ 平面) 电场 $|E_x|$ 的分布。(a) $\lambda=500$ nm; (b) $\lambda=800$ nm; (c) $\lambda=1210$ nm

Fig. 7 Electric field $|E_x|$ distribution at the top of a rectangular slot antenna ($z=t$ plane).

(a) $\lambda=500$ nm; (b) $\lambda=800$ nm; (c) $\lambda=1210$ nm

4 结 论

设计的宽带多层矩形吸收器,在 400~1400 nm 波段具有良好的吸收特性,整个波段内吸收率保持在 80% 以上,平均吸收率为 95.2%。用 FDTD 方法分析了 MRA 的吸收特性,结果表明,该吸收器呈一定的偏振不敏感特性,吸收率对入射光源的偏振角度不敏感。在大角度斜入射时,其平均吸收率仍可以达到 93%。吸收器的宽波段高吸收特性主要因为在矩形缝隙中产生的 F-P 共振、MIM 结构中产生慢波效应以及二者的相互作用。此外,金属表面的局域表面等离子体共振与腔膜共振的杂化耦合作用也是产生宽波段的重要原因。随纳米加工精度与工艺的不断提升,与该吸收器相似的吸收器^[29-30]已被加工测试,这也为该吸收器的加工提供了可能,对设计隐形设备、太阳能电池具有一定的参考价值,为太阳能的高效率吸收提供了新的思路。

参 考 文 献

- [1] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. Science, 2001, 292(5514): 77-79.
- [2] Xu W R, Sonkusale S. Microwave diode switchable metamaterial reflector/absorber[J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(3): 031902.
- [3] Han H, Wu D W, Liu J J, et al. A terahertz metamaterial analog of electromagnetically induced transparency[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(4): 0423003.
韩昊, 武东伟, 刘建军, 等. 一种太赫兹类电磁诱导透明超材料谐振器[J]. 光学学报, 2014, 34(4): 0423003.
- [4] Wang H S, Han K, Sun W, et al. Design and experimental investigation of triple-band metamaterial broadband bandpass filter [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(6): 0623001.
王昊深, 韩奎, 孙威, 等. 三波段超材料宽带带通滤

- 波器的设计及实验研究[J]. 光学学报, 2017, 37(6): 0623001.
- [5] Huang L, Chowdhury D R, Ramani S, et al. Experimental demonstration of terahertz metamaterial absorbers with a broad and flat high absorption band[J]. Optics Letters, 2012, 37(2): 154-156.
- [6] Wei W, Zhao Q, Shi X B. Preparation of gold nanoclusters by template method and applications in biomolecule biosensing[J]. Acta Laser Biology Sinica, 2019, 28(4): 296-304.
魏伟, 赵倩, 石星波. 模板法金纳米簇的制备及其在生物分子检测中的应用[J]. 激光生物学报, 2019, 28(4): 296-304.
- [7] Song S C, Ma X L, Pu M B, et al. Tailoring active color rendering and multiband photodetection in a vanadium-dioxide-based metamaterial absorber [J]. Photonics Research, 2018, 6(6): 492-497.
- [8] Chen S Q, Cheng H, Yang H F, et al. Polarization insensitive and omnidirectional broadband near perfect planar metamaterial absorber in the near infrared regime[J]. Applied Physics Letters, 2011, 99(25): 253104.
- [9] Mao Q J, Feng C Z. Absorptance properties of nested-ring metamaterial absorbers based on magnetic polaritons[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(8): 0816001.
毛前军, 冯春早. 基于磁激元的嵌套环超材料吸波器的吸收特性[J]. 光学学报, 2019, 39(8): 0816001.
- [10] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. Perfect metamaterial absorber[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(20): 207402.
- [11] Cen C L, Yi Z, Zhang G F, et al. Theoretical design of a triple-band perfect metamaterial absorber in the THz frequency range[J]. Results in Physics, 2019, 14: 102463.
- [12] Cheng F, Yang X D, Gao J. Enhancing intensity and refractive index sensing capability with infrared plasmonic perfect absorbers [J]. Optics Letters, 2014, 39(11): 3185-3188.
- [13] Zhu L, Wang Y, Xiong G, et al. Design and absorption characteristics of broadband nano-metamaterial solar absorber[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(9): 0923001.
朱路, 王杨, 熊广, 等. 宽波段纳米超材料太阳能吸收器的设计及其吸收特性[J]. 光学学报, 2017, 37(9): 0923001.
- [14] Shen X P, Cui T J, Zhao J M, et al. Polarization-independent wide-angle triple-band metamaterial absorber[J]. Optics Express, 2011, 19(10): 9401-9407.
- [15] Shen X P, Cui T J, Ye J X. Dual band metamaterial absorber in microwave regime [J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(5): 058101.
沈晓鹏, 崔铁军, 叶建祥. 基于超材料的微波双波段吸收器[J]. 物理学报, 2012, 61(5): 058101.
- [16] Cui Y X, Fung K H, Xu J, et al. Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab[J]. Nano Letters, 2012, 12(3): 1443-1447.
- [17] Cao S Y, Yu W X, Zhang L T, et al. Broadband efficient light absorbing in the visible regime by a metananoarray array[J]. Annalen Der Physik, 2014, 526(1/2): 112-117.
- [18] Cao S, Yu W X, Wang T, et al. Two-dimensional subwavelength meta-nanopillar array for efficient visible light absorption[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(16): 161109.
- [19] Cao C, Cheng Y Z. A broadband plasmonic light absorber based on a tungsten meander-ring-resonator in visible region[J]. Applied Physics A, 2018, 125(1): 1-8.
- [20] Lei L, Li S, Huang H X, et al. Ultra-broadband absorber from visible to near-infrared using plasmonic metamaterial[J]. Optics Express, 2018, 26(5): 5686-5693.
- [21] Hoa N T Q, Lam P H, Tung P D, et al. Numerical study of a wide-angle and polarization-insensitive ultrabroadband metamaterial absorber in visible and near-infrared region [J]. IEEE Photonics Journal, 2019, 11(1): 1-8.
- [22] Li Y Y, Liu Z Q, Zhang H J, et al. Ultra-broadband perfect absorber utilizing refractory materials in metal-insulator composite multilayer stacks[J]. Optics Express, 2019, 27(8): 11809-11818.
- [23] Johnson P B, Christy R W. Optical constants of the noble metals[J]. Physical Review B, 1972, 6(12): 4370-4379.
- [24] Palik E D. Handbook of optical constants of solids II [EB/OL]. [2020-02-25]. https://xueshu.baidu.com/usercenter/paper/show?paperid=b416a9aa20071564869-d7779f1124bf7&site=xueshu_se.
- [25] Smith D R, Schultz S, Markos P, et al. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients[J]. Physical Review B, 2002, 65(19): 195104.
- [26] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity[J]. Physical Review Letters, 2000, 84(18): 4184-4187.
- [27] Jin H Y, Wang K D, Guo J P, et al. Slow-wave effect of substrate integrated waveguide patterned

- with microstrip polyline [J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2016, 64(6): 1717-1726.
- [28] Zhao Y, Zhang Y N, Wang Q, et al. Review on the optimization methods of slow light in photonic crystal waveguide[J]. IEEE Transactions on Nanotechnology, 2015, 14(3): 407-426.
- [29] Zhang N, Zhou P H, Wang S Y, et al. Broadband absorption in mid-infrared metamaterial absorbers with multiple dielectric layers[J]. Optics Communications, 2015, 338: 388-392.
- [30] Di Vece M, Kuang Y H, van Duren S N, et al. Plasmonic nano-antenna a-Si: H solar cell[J]. Optics Express, 2012, 20(25): 27327-27336.