

基于二氧化钒的动态可调谐的红外线超宽带吸收器

陈宇婷¹, 薛文瑞^{1*}, 张敬¹, 樊浩田¹, 李昌勇^{2,3}¹山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006;²山西大学激光光谱研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006;³山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 设计了一种基于二氧化钒的动态可调谐的红外线超宽带吸收器。数值模拟表明:对于横磁(TM)波,当入射角由0°增加到60°时,在17~55 μm波长范围内,吸收器的吸收率可以保持在90%左右;对于横电(TE)波,当入射角由0°增加到55°时,在10~55 μm波长范围内,依然可以实现90%左右的高效吸收;当TM波或TE波垂直入射时,在16~60 μm波段,吸收率大于90%,吸收带宽可以达到54 μm。当二氧化钒的电导率从20 S/m逐渐变化到 2×10^5 S/m时,超宽带吸收器可转换为多峰吸收器。与之前报道过的基于二氧化钒的吸收器相比,所设计的吸收器的带宽和可调性得到了显著改善。该吸收器有望在偏振探测器、热辐射器、红外传感器等领域中得到应用。

关键词 表面光学; 红外线吸收器; 超宽带吸收器; VO₂; LiF; TiO₂; 表面等离子体共振

中图分类号 O431

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL221119

1 引言

超材料是一种由单元结构按照特定的空间排布构成的、具有超常宏观物理特性的人工复合材料或复合结构,被广泛应用于能量收集^[1-2]、亚波长成像^[3]、完美吸收器^[4]、光伏器件等领域^[5]。工作于微波波段的超材料吸收器在2008年首次被提出^[6]。这种电磁吸收器突破了传统的电磁吸收材料所受到的限制,吸引了众多研究人员的研究兴趣,从此各种电磁吸收器层出不穷。对于普通的超材料电磁吸收器,一旦制造成型,其结构就固定了,它只能在特定波长范围内实现特定的吸收,不具有可调性。为了实现具有可调性的超材料吸收器,研究人员将可调材料集成到超材料吸收器中,包括液晶^[7-8]、相变材料^[9]和石墨烯^[10]等。二氧化钒(VO₂)是一种优秀的相变材料,其电导率可以通过热控、外加场等多种方法进行调控,具有响应快、调控强度大等特点。通过热控调节,当温度低于或高于340 K时,可以将其电导率改变5个数量级,VO₂从绝缘状态过渡到金属状态^[11-13],并且具有可逆性。目前报道的基于VO₂的超表面吸收器大多集中在可见波段和太赫兹频段,而在红外波段的相对较少。因为可调谐宽带红外超材料吸收器不仅在红外探测器^[14]、滤波器^[15]、调制器^[16-17]、传感器^[18]和光开关^[19]等领域中具有重要的应用,而且工作在长波红外的宽带红外超材料吸收器对于太空目标探测具有重要意义,所以工作在红外波段

的超材料吸收器成为了一个研究的热点。

首先近年来基于VO₂的可调谐的红外吸收器的研究报道相对较少。其次提出的基于VO₂的可调谐红外吸收器的吸收带宽相对较窄或可调谐性相对较低。2014年,Wang等^[20]提出了一种基于VO₂的超材料单峰吸收器,通过调节VO₂的电导率,吸收率差值为88%左右。2017年,Liang等^[21]提出了一种基于VO₂的可见光-近红外波长可调的金三角阵列超材料吸收器,在0.4~1.6 μm波长范围内,吸收峰的可调谐性达到56.2%。2019年,李政鹏等^[22]提出了一种基于W/VO₂周期性纳米盘阵列的红外吸收器,实现了对3~5 μm中红外光的完美吸收,吸收带宽相对较窄,并且高温时VO₂发生了相变抑制吸收,高低温的吸收率差值为78.8%。2020年,Zhao等^[23]通过在三氧化二铝(Al₂O₃)衬底上集成二氧化钒/二氧化硅/二氧化钒(VO₂/SiO₂/VO₂)纳米柱阵列并在W衬底上集成W/VO₂/W纳米柱阵列,设计了一种动态可调谐的宽带红外吸收器,吸收器在2.0~4.8 μm宽波长范围内具有较理想的吸收效果,但是作者并未分析该吸收器的可调性。2021年,Chen等^[24]设计了一种基于多层超材料的高效宽带近红外吸收器,在25 °C的条件下,在800~1160 nm波段范围内,平均吸收率达到了96.6%,并且在1489 nm处形成了另一个窄带吸收峰。2022年,Sun等^[25]设计了一种基于VO₂、Al₂O₃和银(Ag)的多层吸收器,可用于同一红外波段的超宽带偏振转换和完美吸收,但仅仅能在

收稿日期: 2022-08-08; 修回日期: 2022-09-06; 录用日期: 2022-09-28; 网络首发日期: 2022-10-08

基金项目: 国家自然科学基金(61378039, 61575115)、国家基础科学人才培养基金(J11103210)

通信作者: *wrxue@sxu.edu.cn

2900~3700 nm 内实现 90% 以上的宽带吸收。上述研究表明,由于受到材料和制造能力的限制,现有的红外吸收器很难同时实现超宽带吸收和可调性。

本文设计了一种基于 VO₂、二氧化钛 (TiO₂)、氟化锂 (LiF) 和 SiO₂ 材料的截断式三层红外可调谐的宽带吸收器,其结构简单,吸收带宽较宽,可调范围广,在 16~60 μm 波段具有良好的吸收性能,且具有入射和偏振不敏感的特性。

2 结构模型和计算方法

图 1 给出了本文所设计的红外线吸收器单元结构

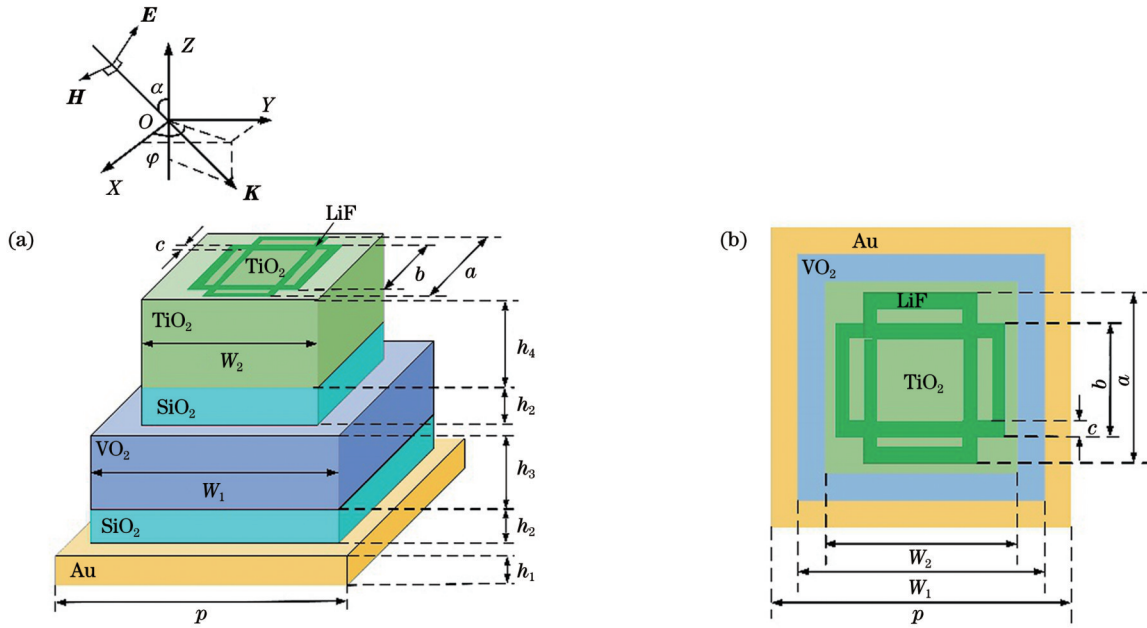


图 1 红外线吸收器单元结构示意图。(a) 三维图; (b) 俯视图

Fig. 1 Structural diagrams of unit of infrared absorber. (a) 3D view; (b) top view

在单元结构中, SiO₂ 的介电常数为 16, 金的介电常数由德鲁德模型 $\epsilon_{Au}(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\Gamma\omega}$ 给出, 其中, 无限频率处的介电常数 $\epsilon_{\infty} = 1$, 阻尼系数 $\Gamma = 13\pi \times 10^{12}$ rad/s^[26], ω 为角频率, 等离子体频率 $\omega_p = 4.35\pi \times 10^{15}$ rad/s。

顶层 TiO₂ 的介电常数采用 Lorentz 模型 $\epsilon_{TiO_2}(\omega) = \epsilon_{\infty} + \frac{(\epsilon_s - \epsilon_{\infty})\omega_i^2}{\omega_i^2 - \omega^2 + j\Gamma\omega}$ 来描述, 其中, $\epsilon_{\infty} = 2.83$, 振荡器强度 $\epsilon_s = 4.07$, 谐振频率 $\omega_i = 6.653 \times 10^{15}$ rad/s, 阻尼系数 $\Gamma = 3.03 \times 10^{13}$ rad/s^[27]。

采用 Lorentz 模型 $\epsilon = \epsilon_{\infty} \frac{\omega^2 - \omega_l^2 + j\Gamma\omega}{\omega^2 - \omega_t^2 + j\Gamma\omega}$ 来描述类金属材料 LiF 的介电常数, 其中 $\epsilon_{\infty} = 2.03710$, 纵向振动圆频率 $\omega_l = 11.98220 \times 10^{13}$ rad/s, 横向振动圆频率 $\omega_t = 4.61279 \times 10^{13}$ rad/s, 阻尼常数 $\Gamma = 3.30572 \times 10^{12}$ rad/s^[28]。

本文用温控方式来调节 VO₂ 的电导率 (σ), 随着温

的三维图和俯视图。其中, \mathbf{K} 为平面电磁波波矢, α 为入射角, φ 为方位角, \mathbf{E} 为电场强度, \mathbf{H} 为磁场强度。在厚度为 h_1 的底层金 (Au) 板上, 堆叠的两个复合层构成了单元结构, 周期为 p 。三层的宽度相差 w 。底部复合层的宽度为 $W_1 = p - w$, 顶部复合层的宽度为 $W_2 = p - 2w$ 。在底部复合层中, 下层为高度为 h_2 的 SiO₂ 介电层, 上层为高度为 h_3 的 VO₂ 相变材料层。在顶部复合层中, 下层为高度为 h_2 的 SiO₂ 介电层, 上层由 TiO₂ 材料和 LiF 材料组合而成, 即由 LiF 材料构成的两个矩形环被嵌入到 TiO₂ 材料中, 两种材料的高度均为 h_4 , LiF 矩形环的长为 a , 宽为 b , 环宽为 c 。

度的升高, σ 从 20 S/m 变化到 2×10^5 S/m, 该材料由绝缘态逐渐过渡到金属态。为了更好地得到红外波段 VO₂ 的性能参数, 采用 Drude-Lorentz 模型 $\epsilon_{VO_2}(\omega, \sigma) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2(\sigma)}{\omega^2 + j\gamma\omega}$ ^[29] 来描述介电常数, 其中, $\epsilon_{\infty} = 12$, 碰撞

频率 $\gamma = 5.75 \times 10^{13}$ rad/s, $\omega_p^2(\sigma) = \frac{\sigma}{\sigma_0} \omega_p^2(\sigma_0)$, 真空介电常数 $\sigma_0 = 3 \times 10^{15}$ S/m, $\omega_p(\sigma_0) = 1.4 \times 10^{15}$ S/m^[30]。

图 2(a)~(d) 分别为 TiO₂、LiF 和 VO₂ 三种材料的介电常数随波长 (λ) 的变化图。图 2(a) 显示, 随着波长的增加, TiO₂ 介电常数实部 (ϵ_r) 与虚部 (ϵ_i) 都逐渐减小。由图 2(b) 可以看出, LiF 在特定红外波段内的介电常数的实部小于零、虚部大于零, 因此具有类似金属的特性, 在特定波段内具有激发表面等离子体共振的能力。图 2(c) 和图 2(d) 显示: VO₂ 介电常数的实部 [$\text{Re}(\epsilon_{VO_2})$] 小于零, 虚部 [$\text{Im}(\epsilon_{VO_2})$] 大于零; 随着波长的增加, 实部不断减小, 虚部不断增大; 随着电导率的增大, 实部逐渐减小, 虚部不断增大, 金属性逐

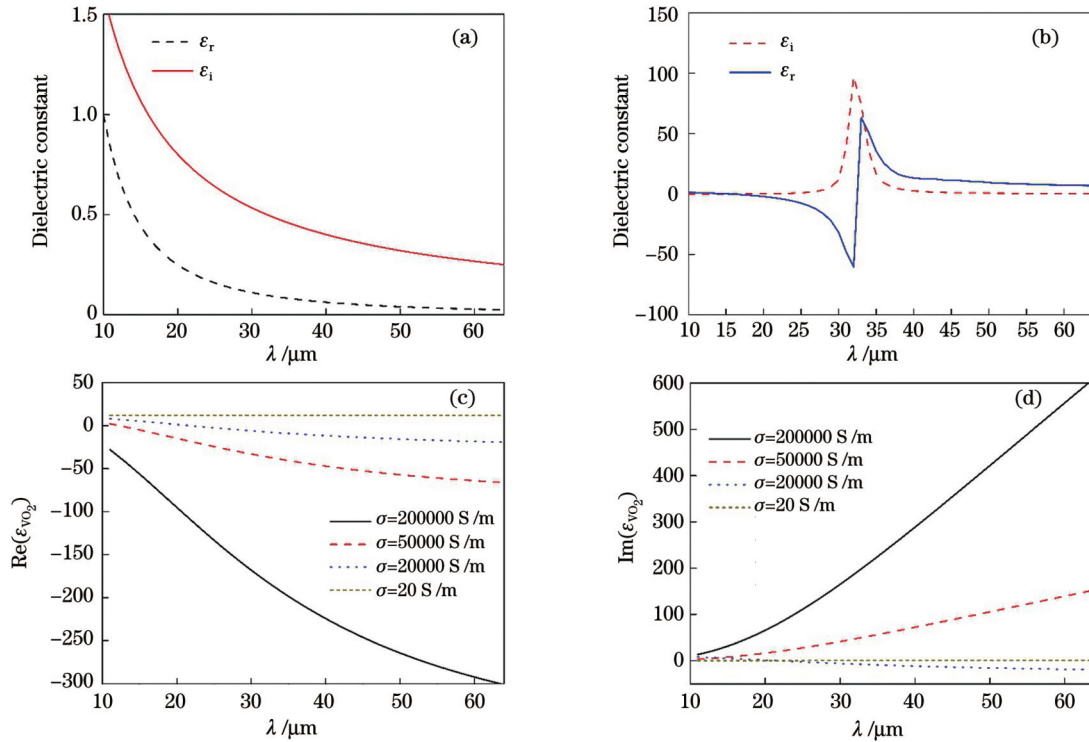


图2 介电常数随波长的变化。(a) TiO_2 介电常数; (b) LiF 介电常数; (c) VO_2 介电常数实部; (d) VO_2 介电常数虚部

Fig. 2 Dielectric constant versus wavelength. (a) Dielectric constant of TiO_2 ; (b) dielectric constant of LiF ; (c) real part of dielectric constant of VO_2 ; (d) imaginary part of dielectric constant of VO_2

渐增强。

本文设计的红外线吸收器的制造工艺如下:首先,通过电子束蒸发技术在干净的基片上沉积金薄膜。接着,在金薄膜上利用磁溅射技术沉积 SiO_2 薄膜。再利用同样的方法在 SiO_2 薄膜上制备 VO_2 薄膜^[31],进一步叠加一层 SiO_2 薄膜。然后,在 SiO_2 薄膜上利用匀胶机涂抹聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)光刻胶,利用电子束曝光、显影,形成目标 LiF 图案结构的反结构。最后,用电子束沉积 LiF 层,剥离光刻胶形成的 LiF 结构^[32],从而结构表面沉积的 TiO_2 完成制作。

本文采用有限元方法进行仿真。红外线沿着 \mathbf{K} 方向入射,入射角为 α ,方位角为 φ 。在 X 和 Y 方向设置周期性边界条件, Z 轴正、负方向均采用周期性端口边界条件。吸收器的吸收率可由 $A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega) = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2$ 得到,其中, $R(\omega) = |S_{11}|^2$ 和 $T(\omega) = |S_{21}|^2$ 分别定义为反射率和透射率。由于该结构底部采用足够厚的金底板来阻挡透射,因此 $|S_{21}|^2 = T(\omega) = 0$,即此时吸收器的吸收率表示为 $A(\omega) = 1 - R(\omega)$ 。为了说明该吸收器的吸收机理,我们不仅给出了场分布,还给出了相对阻抗^[33],即

$$Z_r = \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}。因为透射率 $S_{21}^2 = 0$,所以结$$

构的相对阻抗可以由 $Z_r = \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}}$ 计算得到。

3 结果与讨论

当 VO_2 的电导率为 $2 \times 10^5 \text{ S/m}$ 时,经过优化,我们得到一组最优参数,即:单元结构的周期为 $p = 6.3 \mu\text{m}$,底层 Au 厚度 $h_1 = 0.5 \mu\text{m}$,两组复合层中介质层 SiO_2 的厚度 $h_2 = 1.2 \mu\text{m}$, VO_2 的厚度 $h_3 = 3.0 \mu\text{m}$, TiO_2 层及嵌套的 LiF 十字环的厚度 $h_4 = 4.5 \mu\text{m}$,底部复合层的宽度 $W_1 = 4.9 \mu\text{m}$,顶部复合层的宽度 $W_2 = 3.5 \mu\text{m}$,顶部复合层中两个 LiF 矩形环的长为 $a = 3.2 \mu\text{m}$,宽为 $b = 1.6 \mu\text{m}$,十字架环的环宽为 $c = 0.6 \mu\text{m}$ 。

3.1 吸收器的极化敏感性

采用最优结构参数,当 0° 入射时,图 3(a) 给出了吸收率随波长变化的曲线图,图 3(b) 给出了吸收率随波长和方位角变化的等高线图。

从图 3(a) 可以发现,在横磁(TM)波和横电(TE)波 0° 入射时,吸收器在 $16 \sim 60 \mu\text{m}$ 波长范围内的吸收率可以达到 90% 以上,其中在 $21 \sim 26 \mu\text{m}$ 、 $28 \sim 36 \mu\text{m}$ 和 $42 \sim 53 \mu\text{m}$ 波长范围内吸收率可以达到 98% 以上。吸收曲线由位于 $11 \mu\text{m}$ 附近的 p_1 峰、 $24 \mu\text{m}$ 附近的 p_2 峰、 $30 \mu\text{m}$ 附近的 p_3 峰和 $50 \mu\text{m}$ 附近的 p_4 峰四个吸收峰组成。从图 3(b) 可以看出,当入射波的方位角从 0° 增加到 90° 时,吸收率基本不受影响。由于结构的对称性,吸收器具有极化不敏感性。

当 TE 波和 TM 波斜入射时,吸收器的吸收率随波长和入射角变化的等高线图如图 4 所示。当入射角在 $0^\circ \sim 60^\circ$ 之间变化时,吸收率均可保持在 80% 左右。

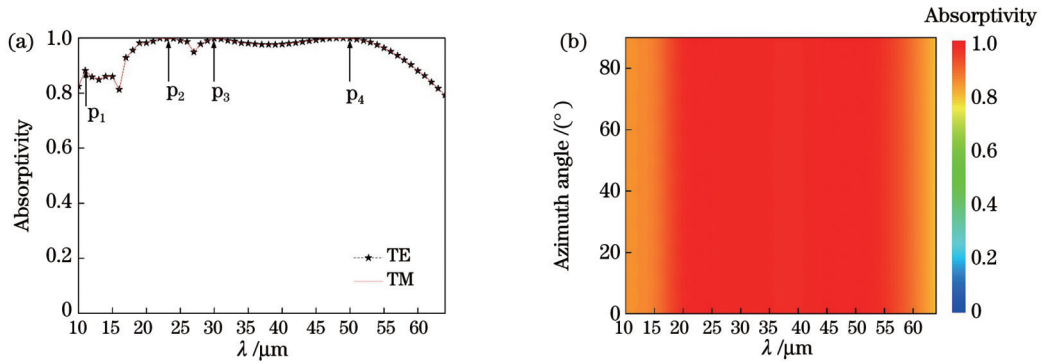


图 3 入射角为 0 时吸收率随波长和方位角的变化。(a) 吸收率随波长的变化; (b) 吸收率随波长和方位角的变化

Fig. 3 Dependence of absorptivity on wavelength and azimuth angle when incidence angle is 0. (a) Absorptivity versus wavelength; (b) dependence of absorptivity on wavelength and azimuth angle

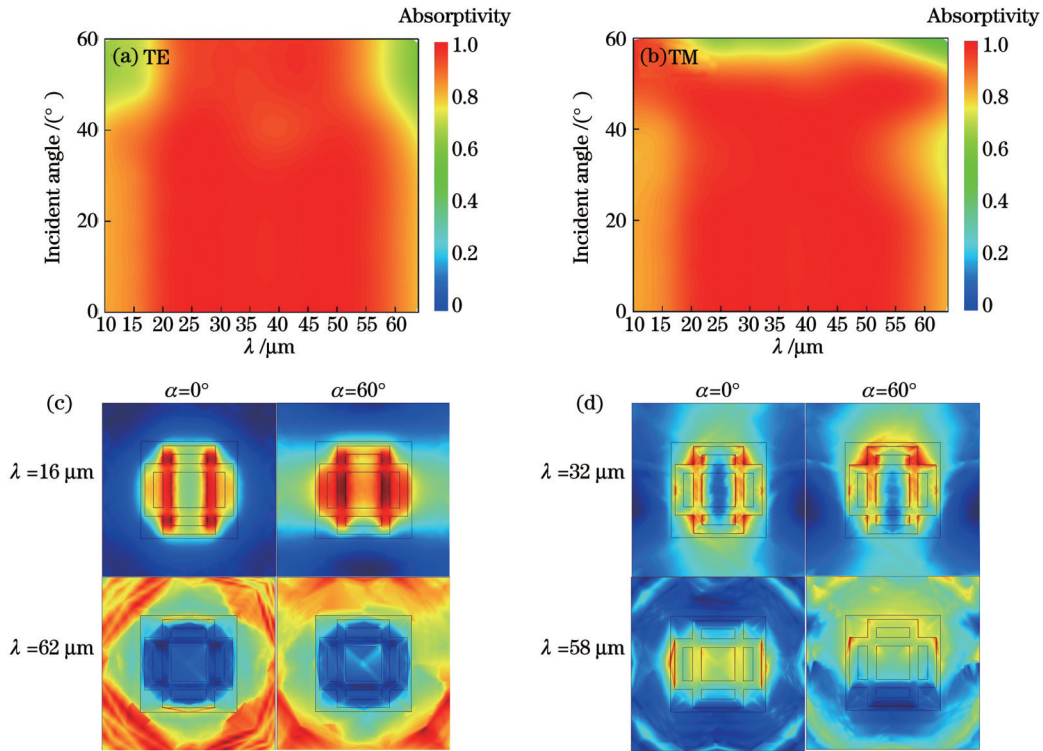


图 4 吸收率随波长和入射角的变化及顶层 XY 截面上的磁场分布。(a)(c) TE 波; (b)(d) TM 波

Fig. 4 Dependence of absorptivity on wavelength and incident angle and magnetic field distribution on XY section of top layer. (a)(c) TM wave; (b)(d) TE wave

从图 4(a) 可以看出, 对于 TE 波, 当入射角增加到 60° 时, 在 $17\sim 55\ \mu\text{m}$ 波长范围内, 吸收器的吸收率依然可以保持在 90% 左右, $16\ \mu\text{m}$ 和 $62\ \mu\text{m}$ 附近的吸收率明显降低。当 TE 波 0° 和 60° 入射时, 在 $16\ \mu\text{m}$ 和 $62\ \mu\text{m}$ 处, 顶层 XY 截面上对应波段的磁场分布图如图 4(c) 所示。明显看出, 当入射角由 0° 增加到 60° 时, $16\ \mu\text{m}$ 处顶层 XY 截面上十字环的横向磁场分量增加, 纵向磁场分量明显降低, $62\ \mu\text{m}$ 处纵向方环上下两端磁场强度减弱, 吸收率下降。从图 4(b) 可以看出, 对于 TM 波, 当入射角由 0° 增加到 55° 时, 在 $10\sim 55\ \mu\text{m}$ 波长范围内依然可以实现 90% 左右的高效吸收, 吸收率在 $20\sim 40\ \mu\text{m}$ 及 $48\sim 64\ \mu\text{m}$ 范围内降低。当 TM 波 0° 和 60° 入射时, 在 $32\ \mu\text{m}$ 和 $58\ \mu\text{m}$ 处, 顶层 XY 截面上对应

波段的磁场分布图如图 4(d) 所示。可以明显看出, 十字环的磁场分量明显上移并且磁场强度相对减弱, 吸收率降低。

3.2 吸收器的吸收机理

为了说明吸收器的宽带吸收机理, 图 5 给出了 TE 偏振波和 TM 偏振波 0° 入射条件下在四个吸收峰 ($p_1\sim p_4$ 峰) 处该结构特定平面内的电场和磁场分布。图 5(a) 和图 5(d) 为结构顶部 XY 平面内的磁场和电场分布, 图 5(b) 和图 5(e) 为结构中心 XZ 平面内的磁场和电场分布, 图 5(c) 和图 5(f) 为结构中心 YZ 平面内的磁场和电场分布。

在 $11\ \mu\text{m}$ (p_1 峰) 附近, 从图 5(a) 可以看出, 在顶部 XY 平面内, 由于表面等离子体共振的激发, 磁场主要

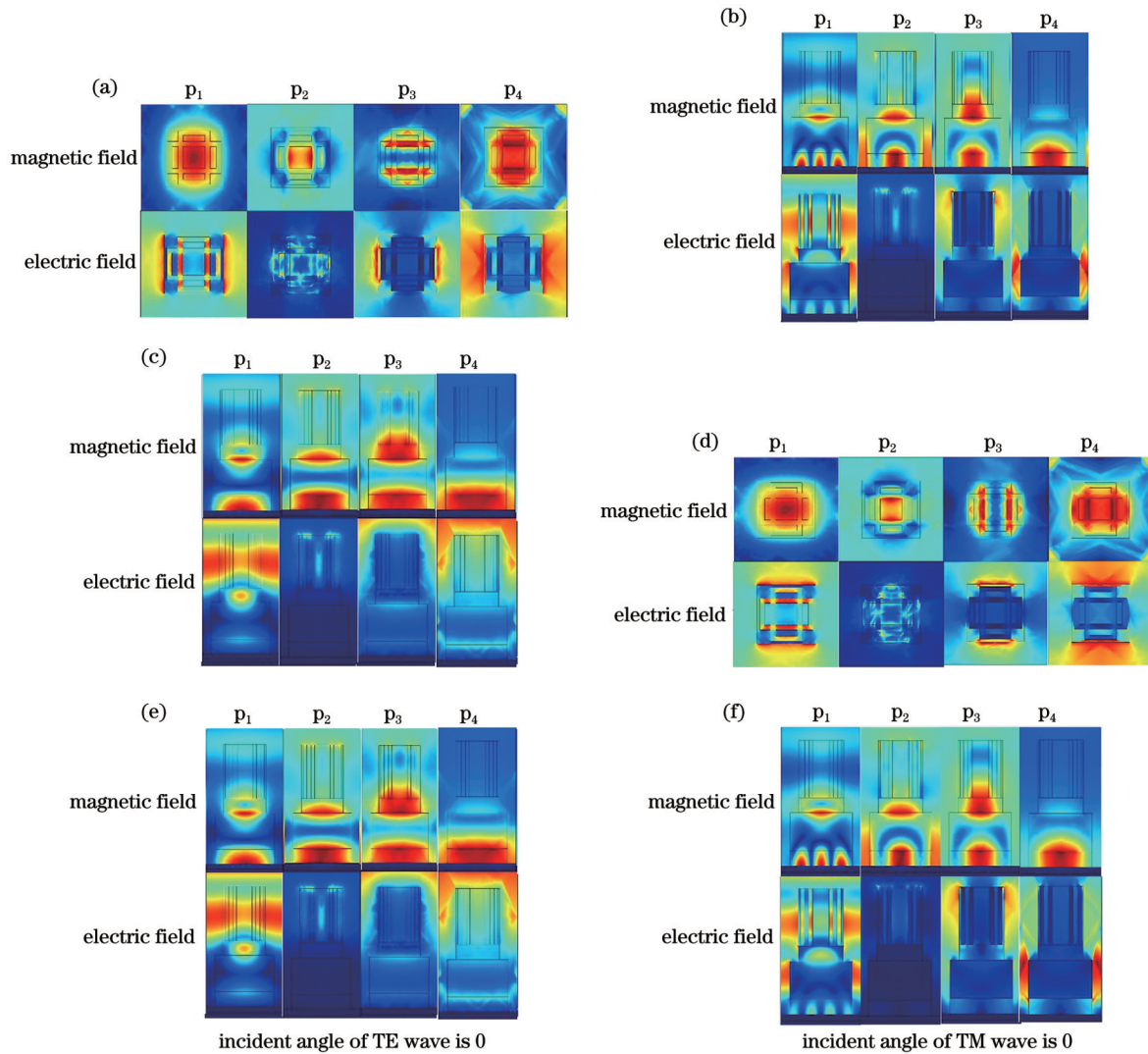


图 5 4 个吸收峰值处各平面内的磁场和电场分布图。(a)(d)结构顶部 XY 平面内;(b)(e)结构中心 XZ 平面内;(c)(f)结构中心 YZ 平面内

Fig. 5 Magnetic and electric field distributions in different planes at four absorption peaks. (a)(d) In XY plane at top of structure; (b)(e) in XZ plane at center of structure; (c)(f) in YZ plane at center of structure

分布在嵌套的 LiF 矩形环内外侧,且在中心区域最强,而电场主要分布在复合层的左右边缘以及纵向 LiF 矩形环的左右两侧的长边内。如图 5(b)所示,磁场主要分布在两组复合层的介质层中,电场主要分布在顶部复合层的介质层中、顶层嵌套的 LiF 内及 VO₂ 和 TiO₂ 左右两侧。如图 5(c)所示,磁场同样主要分布在两组复合层的介质层中,而电场则主要分布在顶部复合层的介质层内。

在 24 μm (p₂ 峰)附近,从图 5(a)可以看出,在顶部 XY 平面内,由于表面等离子体共振的激发,磁场主要分布在中心区域靠近 LiF 的左右两侧,电场在 TiO₂ 尖端有少量分布。从图 5(b)可以看出,磁场主要分布在两组复合层底部的介质层中,电场在结构最顶端的 TiO₂ 内有少量分布。从图 5(c)可以看出,磁场主要分布在两组复合层的介质层中,而电场分布范围较小。

在 30 μm 附近 (p₃ 峰)处,从图 5(a)可以看出,由于

表面等离子体共振的激发,顶层 XY 截面上的磁场主要分布在纵向 LiF 矩形环长边内,电场主要分布在顶部复合层的左右两侧。从图 5(b)可以看出,在结构中心的 XZ 截面上,磁场主要分布在两组复合层的介质层中,电场则主要分布在 TiO₂ 顶端的左右两侧。从图 5(c)可以看出,磁场同样主要分布在底部复合层的介质层中,而电场强度较弱。

在 50 μm 附近 (p₄ 峰),从图 5(a)可以看出,由于表面等离子体共振的激发,顶层 XY 截面上的磁场主要分布在纵向 LiF 矩形环内,电场主要分布在顶部复合层的左右两侧。从图 5(b)可以看出,在结构中心的 XZ 截面上,磁场主要分布在底部复合层的介质层中,电场主要分布在底部复合层的左右两侧。从图 5(c)可以看出,磁场同样主要分布在底部复合层的介质层中,而该截面的电场强度较弱。

通过对比 TM 偏振波和 TE 偏振波入射下四个吸收峰处的电场、磁场分布图,我们发现,由于结构的对

称性,顶部 XY 平面内 TM 偏振波和 TE 偏振波入射下的磁场和电场对称分布,如图 5(a)、(d)所示。结构中心 XZ 平面内 TM 偏振波和 TE 偏振波入射下的磁场和电场分布完全一致,如图 5(b)、(e)所示。结构中心 YZ 平面内 TM 偏振波和 TE 偏振波入射下的磁场和电场分布也完全一致,如图 5(c)、(f)所示。

宽带吸收机理也可以通过相对阻抗曲线进行解释。图 6 给出了结构的相对阻抗随波长的变化关系。可以看出,在 16~57 μm 波段内,吸收器相对阻抗的实部和虚部分别接近 1.0 和 0,表明该吸收器在对应波段内的相对阻抗值与自由空间的相对阻抗值相匹配,达到了抑制反射的效果,具有优异的吸收,说明该结构在这些特定波段内可实现宽带吸收。

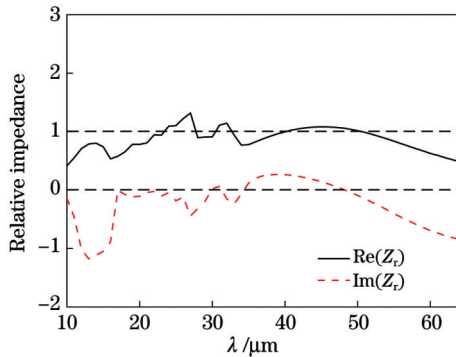


图 6 吸收器的相对阻抗随波长的变化

Fig. 6 Relative impedance of absorber versus wavelength

3.3 结构参数对吸收率的影响

为了分析结构参数对吸收率的影响,图 7 给出了不同结构参数下的吸收率曲线及对应的磁场分布图。

图 7(a)给出了单元结构的周期 p 对吸收率的影响,插图是 48 μm 波长下顶层 XY 截面上的磁场分布。可以看出,当取优化值 $p=6.3 \mu\text{m}$ 时,可以兼顾高吸收率和超宽带吸收。当 p 降低到 5.8 μm 时,虽然 10~45 μm 内的吸收率相对较高,但是吸收带宽明显变窄。当 $p=6.8 \mu\text{m}$ 时,吸收曲线 10~53 μm 内的明显下降。磁场分布插图可以解释这些现象:结构顶层 XY 截面上的磁场分布在 $p=6.3 \mu\text{m}$ 附近,较 $p=5.8 \mu\text{m}$ 时更强、范围更广,较 $p=6.8 \mu\text{m}$ 时范围微弱减小,但强度明显增强。总之,当单元结构的周期相对于优化值增加或减小时,相邻单元周期的共振强度减小,吸收率降低。

由于从下到上三层的宽度线性减小, $W_1=p-w$, $W_2=p-2w$, 因此当周期 p 一定时,我们可以通过改变 w 来改变两组复合层的宽度。图 7(b)给出了 w 对吸收率的影响,插图是 48 μm 波长下顶层 XY 截面上的磁场分布。从图 7(b)得到,当取优化值 $w=1.4 \mu\text{m}$ 时,可兼顾高吸收率和超宽带吸收。当降低到 $w=1.0 \mu\text{m}$ 时,虽然 10~40 μm 内的吸收率相对较高,但是吸收带宽明显变窄。当 $w=1.8 \mu\text{m}$ 时,25~52 μm 波段

内的吸收率明显降低。磁场分布插图可以解释这一现象: $w=1.4 \mu\text{m}$ 时结构顶层 XY 截面上的磁场较 $w=1.0 \mu\text{m}$ 时明显更强,而较 $w=1.8 \mu\text{m}$ 时范围更广且强度明显增强。总之, $w=1.4 \mu\text{m}$ 时结构对入射波的局域能力最强。

图 7(c)给出了每组复合层中底部介质层厚度 h_2 对吸收率的影响,插图是 50 μm 波长下结构 YZ 截面上的磁场分布。当 h_2 取优化值 1.2 μm 时,42~53 μm 波长范围内的吸收率可以达到 98% 以上,但当介质厚度增加到 $h_2=1.8 \mu\text{m}$ 或者减小到 $h_2=0.6 \mu\text{m}$ 时,吸收率在 30~52 μm 波段内下降到 90% 以下。磁场分布插图可以解释这些现象:结构 YZ 截面上的磁场主要分布在底层的介质层中,相对于最优参数 $h_2=1.2 \mu\text{m}$, 当 $h_2=0.6 \mu\text{m}$ 时,磁场分布范围较小,而当 $h_2=1.8 \mu\text{m}$ 时磁场分布范围虽然扩大但强度减弱。总之, $h_2=1.2 \mu\text{m}$ 时结构对入射波的局域能力最强,吸收效果最好。

图 7(d)显示了 VO_2 的厚度 h_3 对吸收率的影响,插图是 47 μm 波长下顶层 XZ 截面上的磁场分布。当取优化值 $h_3=3.0 \mu\text{m}$ 时,30~53 μm 波长范围内的吸收率可以达到 97.5% 以上。而当介质厚度增加 $h_3=4.5 \mu\text{m}$ 或者减小到 $h_3=1.5 \mu\text{m}$ 时,吸收曲线在 30~53 μm 波段内下降明显。磁场分布插图可以解释这些现象:结构 XZ 截面上的磁场主要分布在底层的介质层中,相对于优化参数 $h_3=3.0 \mu\text{m}$, 当 $h_3=1.5 \mu\text{m}$ 和 $h_3=4.5 \mu\text{m}$ 时磁场分布范围和强度都明显减小。也就是说,厚度过厚或过薄都会影响吸收器在对应波段内的相对阻抗值与自由空间的相对阻抗值的匹配程度。

图 7(e)给出了 TiO_2 层及嵌套的 LiF 十字环的厚度 h_4 对吸收率的影响,优化值为 $h_4=4.5 \mu\text{m}$, 插图是 30 μm 波长下结构 XZ 截面上的磁场分布。当 h_4 降低到 $h_4=3.0 \mu\text{m}$, 35~48 μm 处的吸收率明显下降; 当 h_4 增加到 $h_4=6.0 \mu\text{m}$ 时, 35~48 μm 附近的吸收率也下降明显。磁场分布插图可以解释这些现象: $h_4=3.0 \mu\text{m}$ 时顶部复合层中介质层的磁场强度较 $h_4=4.5 \mu\text{m}$ 时明显减弱,且当 $h_4=6.0 \mu\text{m}$ 时, 30 μm 附近顶部复合层和底部复合层中介质层的磁场强度较最优值 $h_4=4.5 \mu\text{m}$ 时减弱。总之, $h_4=4.5 \mu\text{m}$ 时吸收器的吸收效果最好。

图 7(f)给出了顶部复合层中组成 LiF 十字环的长方形的长 a 对吸收率的影响,插图是 28 μm 波长下结构顶层 XY 截面上的磁场分布。当最优值 $a=3.1 \mu\text{m}$ 降低到 $a=2.8 \mu\text{m}$ 或增大到 $a=3.4 \mu\text{m}$ 时, 27 μm 附近的吸收率均明显降低。磁场分布插图可以解释这些现象: 较 $a=3.1 \mu\text{m}$ 时, 不论 a 增大到 3.4 μm 还是减小到 2.9 μm , 磁场分布都会明显减弱。这是由于 a 的改变影响了 LiF 在 TiO_2 层中的占比, 同时等离子体共振激发强度发生改变, 吸收率受到影响, 吸收曲线明显

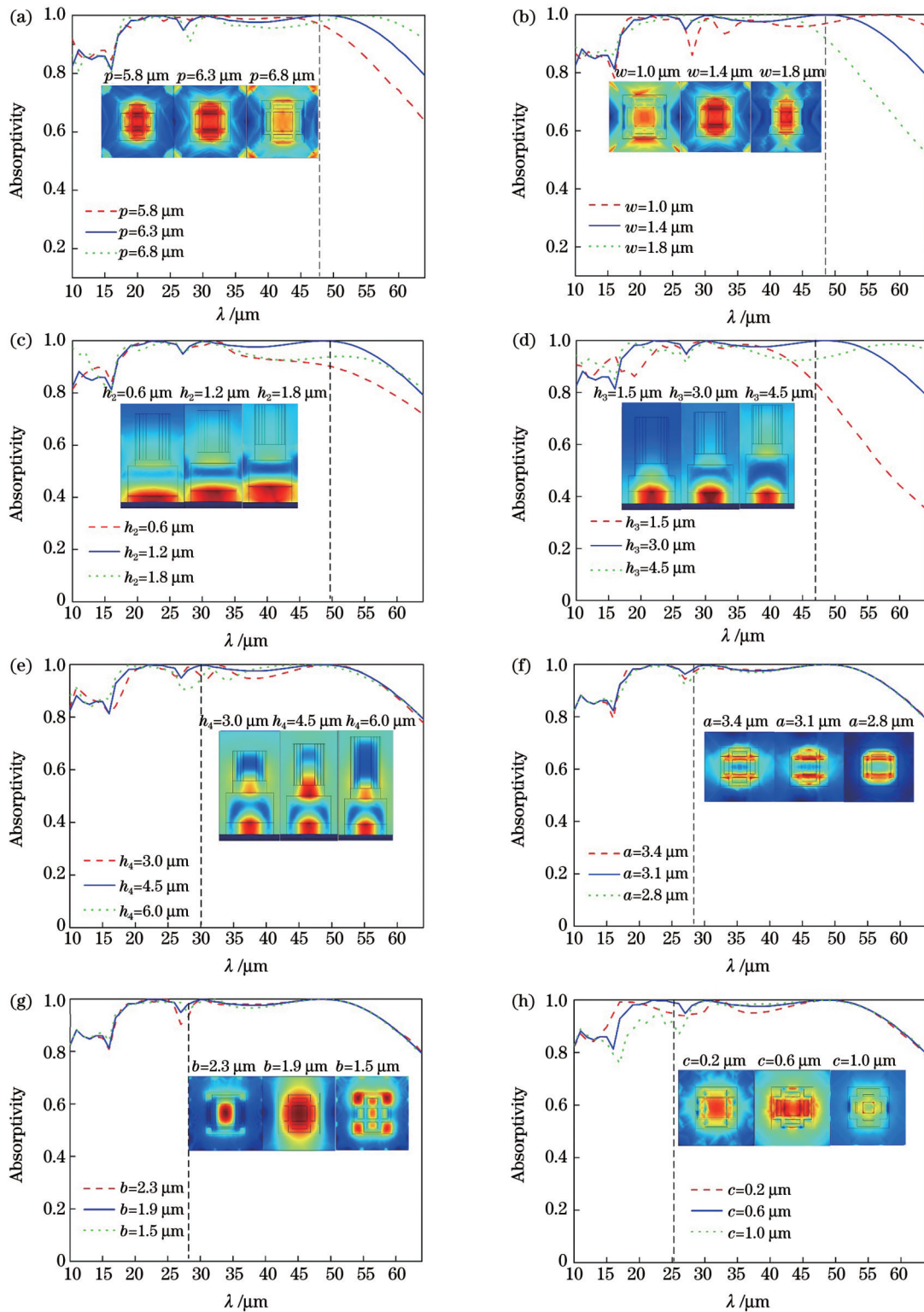


图 7 不同结构参数下的吸收率曲线及对应的磁场分布图。(a) p ; (b) w ; (c) h_2 ; (d) h_3 ; (e) h_4 ; (f) a ; (g) b ; (h) c

Fig. 7 Absorptivity curves and corresponding magnetic field distributions under different structural parameters. (a) p ; (b) w ; (c) h_2 ; (d) h_3 ; (e) h_4 ; (f) a ; (g) b ; (h) c

下降。

图 7(g) 给出了顶部复合层中组成 LiF 十字环的长方形的宽 b 对吸收率的影响, 插图是 $28 \mu\text{m}$ 波长下结构顶层 XY 截面上的磁场分布。当最优值 $b=1.9 \mu\text{m}$ 降低到 $b=1.5 \mu\text{m}$ 时, $28 \mu\text{m}$ 附近及 $35\sim 40 \mu\text{m}$ 处的吸收率也明显降低, 而当 b 增大到 $b=2.3 \mu\text{m}$ 时, $28 \mu\text{m}$

附近的吸收率同样明显降低。磁场分布插图可以解释这些现象: $b=2.3 \mu\text{m}$ 时虽然磁场均主要分布在中心的 TiO_2 中, 但较 $b=1.9 \mu\text{m}$ 时强度明显减弱。与 $b=1.9 \mu\text{m}$ 时相比, $b=1.5 \mu\text{m}$ 时磁场主要分布在 TiO_2 外围四个角, 磁场强度明显减弱。

图 7(h) 给出了十字方环的环宽 c 对吸收率的影

响,插图是 25 μm 波长下结构顶层 XY 截面上的磁场分布。相对于最优参数 $c=0.6 \mu\text{m}$, 当其减小到 $c=0.2 \mu\text{m}$ 时, 20~48 μm 处吸收器的吸收率降低, 当其增加到 $c=1.0 \mu\text{m}$ 时, 15~30 μm 处吸收器的吸收率也明显降低。由磁场分布插图我们发现, 在 25 μm 附近增大或减小 c 时磁场分布强度都明显减弱。所以综合考虑, 环宽 $c=0.6 \mu\text{m}$ 时吸收器的吸收效果最好。

综上所述, 可以发现, 吸收器的吸收性能主要受单元结构的周期 p 、两组复合层的宽度差 w 、每组复合层中底部介质层厚度 h_2 、 VO_2 的厚度 h_3 、 TiO_2 层和嵌套的 LiF 十字环的厚度 h_4 及十字方环的环宽 c 的影响。

3.4 吸收率的可调性

当其他结构参数保持最优参数值不变时, 图 8 给出了改变 VO_2 电导率时吸收器的吸收率随波长的变化规律。可以看出, 当 VO_2 电导率为 $2 \times 10^5 \text{ S/m}$ 时, 四个吸收峰 p_1 、 p_2 、 p_3 和 p_4 所对应的吸收率分别为 88%、99.9%、99.7% 和 99.9%。随着 VO_2 电导率由 $2 \times 10^5 \text{ S/m}$ 变到 20 S/m 时, 四个吸收峰的位置向左移动。而当 VO_2 电导率由 $2 \times 10^5 \text{ S/m}$ 变到 $2 \times 10^4 \text{ S/m}$ 时, 吸收曲线的吸收峰 p_1 所对应的吸收率升高到了 96%, 而另外三个吸收峰 p_2 、 p_3 和 p_4 所对应的吸收率分别降低到了 87%、73% 和 69%。当 VO_2 电导率由 $2 \times 10^4 \text{ S/m}$ 变到 20 S/m 时, 吸收曲线的三个吸收峰 p_1 、 p_3 和 p_4 所对应的吸收率分别降低到了 60%、56% 和 39%, 实现了宽带吸收器向多峰吸收器的转变。可以发现, 当改变 VO_2 的电导率时, 吸收峰 p_2 几乎不受影响, 所对应的吸收率基本保持在 96% 左右。底部复合层中的介质 SiO_2 与其上层 (VO_2) 和下层 (金) 之间形成了金属-介质交界面, 从而激发了表面等离子体共振, 进而产生了吸收峰 p_2 。当 VO_2 的电导率发生改变时, 即 VO_2 由金属态逐渐转变为介质态时, 在 SiO_2 与其上层 (VO_2) 之间的界面上形成的表面等离子体共振逐渐消失, 但是在 SiO_2 与其下层 (金) 之间的界面上形成的表面等离

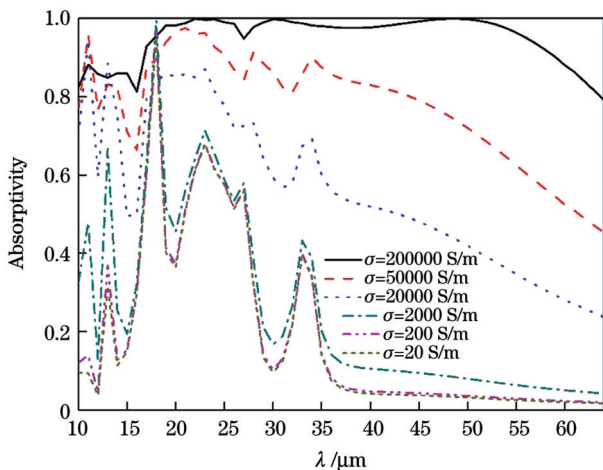


图 8 VO_2 的电导率对吸收谱的影响

Fig. 8 Effect of conductivity of VO_2 on absorption spectrum

子体共振依然存在, 所以吸收峰 p_2 的高度受到的影响较小。为了简洁直观地描述温控时的吸收效果, 图 9 给出了 25 $^\circ\text{C}$ (VO_2 处于绝缘态) 和 80 $^\circ\text{C}$ (VO_2 处于金属态) 时对应的吸收曲线。

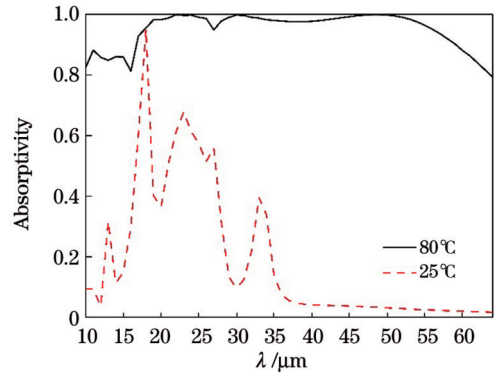


图 9 80 $^\circ\text{C}$ 和 25 $^\circ\text{C}$ 时的吸收曲线

Fig. 9 Absorption curves at 80 $^\circ\text{C}$ and 25 $^\circ\text{C}$

3.5 吸收特性对比

图 10 为 TE 波垂直入射时相同结构参数条件下不同吸收器结构 (单组复合层、顶层 TiO_2 层中无 LiF 矩形嵌套环图案的两组复合层以及顶层 TiO_2 层中有 LiF 矩形嵌套环图案的两组复合层) 的吸收率曲线对比图。可以看出, 单组复合层吸收器为三峰吸收器, 在吸收峰 20 μm 附近及 48 μm 附近吸收率可以达到 90% 以上, 但在 23~40 μm 附近吸收率大幅度降低。含有两组复合层的吸收器结构相较单组吸收器结构, 各个吸收峰峰值及 23~40 μm 附近的吸收率明显增大, 但是在 28~35 μm 附近会出现吸收率低于 90% 的现象。而当含有两组复合层且顶层 TiO_2 层中有 LiF 矩形嵌套环图案时, 该结构的吸收率可以在 16~60 μm 波段内保持在 90% 以上, 并且在 28~35 μm 附近出现了另一个吸收峰, 吸收率明显提高, 同时吸收带宽也相对增大。

表 1 为本文设计的红外线吸收器与近年来已有的红外线吸收器的研究带宽、平均吸收率、相对带宽等主

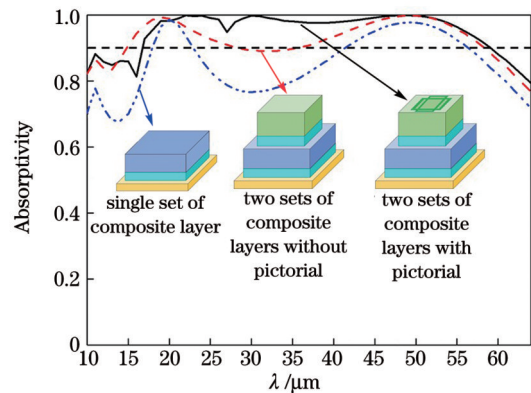


图 10 当入射光为 TE 波时不同吸收器结构的吸收效果对比

Fig. 10 Comparison of absorption effects of absorbers with different structures when incident light is TE wave

表 1 红外线吸收器的主要性能指标对比
Table 1 Comparison of main performance indexes of infrared absorbers

Reference	Absorption bandwidth / μm	Bandwidth / μm (absorptivity is $>90\%$)	Relative bandwidth /%	Average absorptivity /%	Dielectric material	Adjustability /%
[34]	7.0–14.0	7.0–13.8	57.3	93.8	Ti-Si	–
[35]	12.3–32.0	16.4–25.8	88.9	94.3	Cr-Ge	–
[36]	0.42–3.00	0.42–3.00	99.3	99.3	Ni-PMMA	–
[37]	0.4–0.7	0.40–0.65	54.5	95.7	Au-SiO ₂	–
[38]	9.5–13.6	9.3–14.0	57.3	90.4	Si ₃ N ₄ -Si	–
[25]	1.5–4.0	2.9–3.7	90.9	95.0	Ag-VO ₂ -Al ₂ O ₃	78.8
[39]	0.4–1.2	0.4–1.2	100	96.0	Ge	–
[40]	5.0–9.0	6.3–6.8	–	–	Al-VO ₂	70
This work	10–64	16–60	116	96.7	TiO ₂ -LiF-VO ₂ -SiO ₂	>90

要性能的比较。可以发现,本文设计的红外线超宽带吸收器不仅具有可调性,而且主要性能明显较优。

4 结 论

设计了一种基于 VO₂、LiF 和 TiO₂ 的动态可调谐的超宽带红外线超材料吸收器。采用有限元方法,对其吸收特性进行了计算,结果表明:对于 TM 波,当入射角由 0° 增加到 60° 时,在 17~55 μm 波长范围内,吸收器的吸收率可以保持在 90% 左右;对于 TE 波,当入射角由 0° 增加到 55° 时,在 10~55 μm 波长范围内,依然可以实现 90% 左右的高效吸收;当 TM 波或 TE 波垂直入射时,在 16~60 μm 波段,吸收率大于 90%,吸收带宽可以达到 54 μm ,其中在 21~26 μm 、28~36 μm 和 42~53 μm 波长范围内,吸收率可以达到 98% 以上,吸收器具有极化不敏感特性。通过调整 VO₂ 的电导率可以调节吸收器的吸收特性。该吸收器有望在偏振探测器、热辐射器、红外传感器等方面得到应用。

参 考 文 献

- [1] Han S, Shin J H, Jung P H, et al. Broadband solar thermal absorber based on optical metamaterials for high-temperature applications[J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(8): 1265-1273.
- [2] Cai H Y, Sun Y, Wang X P, et al. Design of an ultra-broadband near-perfect bilayer grating metamaterial absorber based on genetic algorithm[J]. *Optics Express*, 2020, 28(10): 15347-15359.
- [3] Li K, Guo Y H, Pu M B, et al. Dispersion controlling meta-lens at visible frequency[J]. *Optics Express*, 2017, 25(18): 21419-21427.
- [4] Tao H, Landy N I, Bingham C M, et al. A metamaterial absorber for the terahertz regime: design, fabrication and characterization[J]. *Optics Express*, 2008, 16(10): 7181-7188.
- [5] 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.
- [6] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. Perfect metamaterial absorber[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(20): 207402.
- [7] Komar A, Paniagua-Dominguez R, Miroshnichenko A, et al. Dynamic beam switching by liquid crystal tunable dielectric metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(5): 1742-1748.
- [8] Komar A, Fang Z, Bohn J, et al. Electrically tunable all-dielectric optical metasurfaces based on liquid crystals[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 110(7): 071109.
- [9] Abdollahramezani S, Hemmatyar O, Taghinejad H, et al. Tunable nanophotonics enabled by chalcogenide phase-change materials[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(5): 1189-1241.
- [10] Shi C, Luxmoore I J, Nash G R. Gate tunable graphene-integrated metasurface modulator for mid-infrared beam steering[J]. *Optics Express*, 2019, 27(10): 14577-14584.
- [11] Kim Y, Wu P C, Sokhoyan R, et al. Phase modulation with electrically tunable vanadium dioxide phase-change metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2019, 19(6): 3961-3968.
- [12] Chu Q Q, Song Z Y, Liu Q H. Omnidirectional tunable terahertz analog of electromagnetically induced transparency realized by isotropic vanadium dioxide metasurfaces[J]. *Applied Physics Express*, 2018, 11(8): 082203.
- [13] Jeong Y G, Han S, Rhie J, et al. A vanadium dioxide metamaterial disengaged from insulator-to-metal transition[J]. *Nano Letters*, 2015, 15(10): 6318-6323.
- [14] Knight M W, Sobhani H, Nordlander P, et al. Photodetection with active optical antennas[J]. *Science*, 2011, 332(6030): 702-704.
- [15] Stewart J W, Vella J H, Li W, et al. Ultrafast pyroelectric photodetection with on-chip spectral filters[J]. *Nature Materials*, 2020, 19(2): 158-162.
- [16] Leitis A, Heßler A, Wahl S, et al. All-dielectric programmable Huygens' metasurfaces[J]. *Advanced Functional Materials*, 2020, 30(19): 1910259.
- [17] Lou J, Liang J G, Yu Y, et al. Silicon-based terahertz meta-devices for electrical modulation of Fano resonance and transmission amplitude[J]. *Advanced Optical Materials*, 2020, 8(19): 2000449.
- [18] Luo S W, Zhao J, Zuo D L, et al. Perfect narrow band absorber for sensing applications[J]. *Optics Express*, 2016, 24(9): 9288-9294.
- [19] Komar A, Paniagua-Dominguez R, Miroshnichenko A, et al. Dynamic beam switching by liquid crystal tunable dielectric metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(5): 1742-1748.
- [20] Wang H, Yang Y, Wang L P. Switchable wavelength-selective and diffuse metamaterial absorber/emitter with a phase transition spacer layer[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(7): 071907.
- [21] Liang J R, Song X L, Li J P, et al. A visible-near infrared wavelength-tunable metamaterial absorber based on the structure of

- Au triangle arrays embedded in VO₂ thin film[J]. *Journal of Alloys and Compounds*, 2017, 708: 999-1007.
- [22] 李政鹏, 李毅, 黄雅琴, 等. W/VO₂ 方形环纳米柱阵列可调中红外宽频吸收器[J]. *光学学报*, 2019, 39 (3): 0316001.
Li Z P, Li Y, Huang Y Q, et al. Tunable mid-infrared broadband absorber based on W/VO₂ square nano-pillar array[J]. *Acta Optical Sinica*, 2019, 48(1): 0316001.
- [23] Zhao W Q, Li Y, Tian R, et al. A dynamically temperature tunable broadband infrared absorber with cross square nanocolumn arrays[J]. *Optics Communications*, 2020, 474(5): 126096.
- [24] Chen J, Tang F, Wang X X, et al. High efficiency broadband near-infrared absorbers based on tunable SiO₂-VO₂-MoS₂ multilayer metamaterials[J]. *Results in Physics*, 2021, 26: 104404.
- [25] Sun Y H, Wang Y, Ye H, et al. Switchable bifunctional metasurface based on VO₂ for ultra-broadband polarization conversion and perfect absorption in same infrared waveband[J]. *Optics Communications*, 2022, 503: 127442.
- [26] Liu N, Langguth L, Weiss T, et al. Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the Drude damping limit[J]. *Nature Materials*, 2009, 8(9): 758-762.
- [27] Mosaddeq-Ur-Rahman M, Yu G L, Krishna K M, et al. Determination of optical constants of sol-gel-derived inhomogeneous TiO₂ thin films by spectroscopic ellipsometry and transmission spectroscopy[J]. *Applied Optics*, 1998, 37(4): 691-697.
- [28] 陈曦, 薛文瑞, 赵晨, 等. 基于 LiF 和 NaF 的超宽带红外吸收器[J]. *光学学报*, 2018, 38(1): 0123002.
Chen X, Xue W R, Zhao C, et al. Ultra-broadband infrared absorber based on LiF and NaF[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38 (1): 0123002.
- [29] Song Z Y, Zhang J H. Achieving broadband absorption and polarization conversion with a vanadium dioxide metasurface in the same terahertz frequencies[J]. *Optics Express*, 2020, 28(8): 12487-12497.
- [30] Fan F, Hou Y, Jiang Z W, et al. Terahertz modulator based on insulator-metal transition in photonic crystal waveguide[J]. *Applied Optics*, 2012, 51(20): 4589-4596.
- [31] Wang Q Z, Liu S Y, Ren G J, et al. Multi-parameter tunable terahertz absorber based on graphene and vanadium dioxide[J]. *Optics Communications*, 2021, 494: 127050.
- [32] Gao H X, Peng W, Chu S W, et al. Refractory ultra-broadband perfect absorber from visible to near-infrared[J]. *Nanomaterials*, 2018, 8(12): 1038.
- [33] Ma W Y, Yu S L, Zhao T G. Numerical study of an ultra-broadband perfect absorber from ultraviolet to near-infrared based on metal quadruple staircase structure[J]. *Optics Communications*, 2021, 493: 127037.
- [34] 刘坤, 刘媛媛, 邓芳, 等. 嵌入式长波红外超宽带完美吸收器[J]. *光学学报*, 2021, 41(24): 2423002.
Liu K, Liu Y Y, Deng F, et al. Long-wave infrared ultra-broadband perfect absorber with embedded structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(24): 2423002.
- [35] Liang Y, Liu X F, Xin J, et al. Ultra-broadband long-wave infrared metasurface absorber based on Peano fractal curve[J]. *Results in Physics*, 2022, 33: 105169.
- [36] Mayer A A, Bi H, Griesse-Nascimento S, et al. Genetic-algorithm-aided ultra-broadband perfect absorbers using plasmonic metamaterials[J]. *Optics Express*, 2022, 30(2): 1167-1181.
- [37] Wang R, Yue S, Zhang Z, et al. Broadband perfect absorber in the visible range based on metasurface composite structures[J]. *Materials*, 2022, 15(7): 2612.
- [38] Chen C, Liu Y H, Jiang Z Y, et al. Large-area long-wave infrared broadband all-dielectric metasurface absorber based on markless laser direct writing lithography[J]. *Optics Express*, 2022, 30(8): 13391-13403.
- [39] Zhang H S, Wu K D. Ultra-broadband near-perfect absorber based on single-layer Ge-assisted metasurface[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2021, 39(1): 332-337.
- [40] Long L S, Taylor S, Ying X Y, et al. Thermally-switchable spectrally-selective infrared metamaterial absorber/emitter by tuning magnetic polariton with a phase-change VO₂ layer[J]. *Materials Today Energy*, 2019, 13: 214-220.

Dynamically Tunable Infrared Ultra-wideband Absorber Based on Vanadium Dioxide

Chen Yuting¹, Xue Wenrui^{1*}, Zhang Jing¹, Fan Haotian¹, Li Changyong^{2,3}

¹College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China;

²State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China;

³Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China

Abstract

Objective Metamaterials are artificial composite materials or composite structures composed of unit structures with a specific spatial arrangement and have extraordinary macroscopic physical properties. They are widely used in energy-harvesting, subwavelength imaging, perfect absorbers, and photovoltaic devices. Once the structure is established, the common metamaterial electromagnetic absorber can only achieve specific absorption in a specific wavelength range, without tunability. Tunable materials are integrated into the metamaterial absorber to realize a tunable metamaterial absorber. Because the tunable material VO₂ has the characteristics of fast response and high regulation intensity, most of the reported VO₂-based metasurface absorbers are concentrated in the visible and terahertz bands, and relatively few studies have been conducted in the infrared band. Therefore, metamaterial absorbers operating in the infrared band have attracted much attention in research hotspots. Thus far, it has been difficult for existing infrared absorbers to achieve both ultra-broadband absorption and tunability owing to limitations such as material loss and fabrication precision. In this study, an ultra-broadband infrared absorber based on VO₂ is designed with a simple structure, wide absorption bandwidth, and wide tunable range.

Methods In this study, a truncated four-layer infrared tunable broadband absorber based on the phase change materials VO₂,

titanium dioxide (TiO_2), lithium fluoride (LiF), and SiO_2 was designed. The finite element method was used for the simulation using the COMSOL Multiphysics simulation software. According to the different material properties, the corresponding mesh division was performed on the domains, boundaries, and edges of the different materials. Simultaneously, the infrared rays are incident along the wave vector direction, the incident angle is α , and the azimuth angle is φ . Periodic boundary conditions were set in the X and Y directions. Periodic port boundary conditions were used in the positive and negative directions of the Z -axis. The two ports were set with one open and one closed. Subsequently, according to the requirements of the absorption curve, the parameters of the research band were scanned, the structural parameters, incident angle, and polarization angle were adjusted, and the parameters were repeatedly optimized. At the end of the simulation, the magnetic field and electric field distribution maps at the corresponding structural positions in the corresponding bands were derived.

Results and Discussions When the conductivity of VO_2 is 2×10^5 S/m, after optimization, a set of optimal parameters are obtained, namely: the period of the cell structure, $p=6.3 \mu\text{m}$; the thickness of the bottom layer of Au, $h_1=0.5 \mu\text{m}$; the thickness of the SiO_2 layer, $h_2=1.2 \mu\text{m}$; the thickness of the VO_2 layer, $h_3=3.0 \mu\text{m}$; the thickness values of the TiO_2 layer and the nested LiF cross ring, $h_4=4.5 \mu\text{m}$; the width of the bottom composite layer, $W_1=4.9 \mu\text{m}$; the width of the top composite layer, $W_2=3.5 \mu\text{m}$; the length and width of the two LiF rectangular rings in the top composite layer are $a=3.2 \mu\text{m}$ and $b=1.6 \mu\text{m}$, respectively, and the ring width of the cross ring, $c=0.6 \mu\text{m}$. From Fig. 3(a), it is observed that when the transverse magnetic (TM) and transverse electric (TE) waves are incident at 0° , the absorptivity of the absorber exceeds 90% in the wavelength range of 16–60 μm , including the wavelengths of 21–26 μm , 28–36 μm , and 42–53 μm . The absorptivity in this range could exceed 98%. The absorption curve consists of four absorption peaks: p_1 located near 11 μm , p_2 located near 24 μm , p_3 located near 30 μm , and p_4 located near 50 μm . As shown in Fig. 3(b), when the azimuth angle of the incident wave increases from 0 to 90° , the absorptivity remains stable and basically unaffected. Owing to the symmetry of the structure, the absorber is polarization-insensitive. Figure 4 shows the contour plot of the absorptivity of the absorber as a function of the wavelength and incident angle when the TE and TM waves are incident obliquely. When the incident angle is varied from 0 to 60° , the absorptivity is maintained at approximately 80%. Figure 5 shows that the absorption mechanism of the ultra-broadband absorber is plasmon resonance. Figure 6 shows the graph of the relative impedance of the structure as a function of wavelength, indicating that the relative impedance value of the absorber in the corresponding band matches the relative impedance value in the free space. Figure 7 shows the absorptivity curves for different structural parameters and the corresponding magnetic field distribution diagrams used to determine the optimal parameters. Figure 8 plots the change in the absorptivity of the absorber with wavelength when other structural parameters keep the optimal parameter values constant, and the VO_2 conductivity changes. Finally, Fig. 9 shows that the absorber with the LiF cross-ring pattern has a significantly higher absorptivity when the structural parameters are the same and the TE wave is incident vertically.

Conclusions In this study, a dynamically tunable ultra-broadband angle-insensitive infrared ideal metamaterial absorber based on VO_2 , LiF, and TiO_2 was designed. When the TM and TE waves are vertically incident, the absorptivity is greater than 90% in the 16–60 μm band, and the absorption bandwidth can reach 54 μm . The absorptivity rate can reach more than 98% in the wavelength ranges of 21–26 μm , 28–36 μm , and 42–53 μm . The TM wave and TE wave polarizations have incident and polarization insensitivity, and the absorptivity of the absorber is tuned by adjusting the conductivity of VO_2 from 20 S/m to 2×10^5 S/m. The metamaterial is expected to have a wide range of applications, such as polarization detectors, thermal radiators, and infrared sensors.

Key words optics at surfaces; infrared absorber; ultra-wideband absorber; VO_2 ; LiF; TiO_2 ; surface plasma resonance