

基于六方氮化硼材料的光栅型中红外线吸收器

陈岳飞¹, 薛文瑞^{1*}, 赵晨¹, 张晨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 设计了一种基于六方氮化硼材料的中红外线吸收器。该吸收器是由截断的金字塔型单元结构构成的一维光栅,其吸收机制是磁激元共振效应和法布里-珀罗谐振腔共振效应。运用有限元算法分析该吸收器的结构参数、工作波长及入射角度对其吸收性能的影响。结果表明:在优化的结构参数条件下,在入射波长为 5.6~14.5 μm ,入射角度为 $0^\circ\sim 75^\circ$ 范围内,该吸收器的吸收率可以达到 80% 以上。所设计的吸收器有望应用于中红外波段的传感和隐身等领域。

关键词 光栅; 吸收器; 中红外; 氮化硼; 磁激元共振; 法布里-珀罗谐振腔

中图分类号 O431

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.1005001

Grating-Type Mid-Infrared Absorber Based on Hexagonal Boron Nitride Material

Chen Yuefei¹, Xue Wenrui^{1*}, Zhao Chen¹, Zhang Chen¹, Li Changyong^{2,3}

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

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

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

Abstract Herein, a mid-infrared absorber based on the hexagonal boron nitride material is designed. The absorber is an one-dimensional grating comprising a truncated pyramid-type unit structure whose absorption mechanism is based on magnetic polaritons and Fabry-Perot cavity resonance effect. The influences of the structural parameters, working wavelength, and incident angle of the absorber on absorption performance are analyzed by using the finite element algorithm. Results show that, under optimized structural parameters, the absorption of the absorber can reach 80% or more in the range of 5.6-14.5 μm when the incident angle range is $0^\circ\sim 75^\circ$. The absorber designed herein is expected to be applied to the sensing and stealth aspects at the mid-infrared band.

Key words gratings; absorber; mid-infrared; boron nitride; magnetic polariton resonance; Fabry-Perot cavity

OCIS codes 350.2450; 050.2770; 240.6680

1 引 言

近年来,电磁波吸收器^[1]的发展十分迅速。通过改变设计的结构和选择的材料,电磁波吸收器可以在特定的波段内对入射的电磁波实现有效吸收。随着研究的不断深入,在中红外波段实现对电磁波的完美吸收已成为电磁波吸收领域的一个研究热点。中红外电磁波吸收器^[2]一般工作在 2.5~25 μm 的波段范围内,其在太阳能电池^[3]、传感器^[4]

和电磁隐身^[5]等方面具有极大的应用潜力。

2012 年,Cui 等^[6]设计了一种截断的金字塔型结构的中红外吸收器,在入射光垂直入射的情况下,该吸收器的吸收率可以达到 80% 甚至更高。2017 年,Chen 等^[7]设计了一种采用石墨烯集成的超材料可调中红外吸收器,该吸收器是通过控制石墨烯的费米能级实现可调的。2018 年,Huang 等^[8]设计了一种基于石墨烯纳米带等离子体共振与金属锥形沟槽波导模式强耦合的中红外吸收器,该吸收器的吸

收稿日期: 2019-04-30; 修回日期: 2019-06-03; 录用日期: 2019-06-12

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(J1103210)

* E-mail: wxue@sxu.edu.cn

收带宽接近 $2.5 \mu\text{m}$, 吸收率超过 60%。同年, Cao 等^[9]设计了一种基于石墨烯-银的混合超材料吸收器, 该吸收器在中红外条件下具有可调且高效的吸收性能, 吸收率可超过 90%。为了获得更好的吸收效果, 越来越多的新型材料被应用到中红外吸收器的研究中。

六方氮化硼(h-BN)是一种新型材料。在中红外波段, h-BN 具有各向异性的介电常数^[10], 并且在某些特定的波段内支持磁激元(MPs)共振^[11], 这在一定程度上为 h-BN 材料在电磁波吸收领域的应用奠定了基础。2015 年, Baranov 等^[12]设计了一种基于氮化硼晶体的红外线吸收器, 该吸收器从理论和实验上证明了利用氮化硼晶体可以在特定的频段内实现完美吸收。2016 年, Wu 等^[13]设计了一种基于石墨烯/氮化硼材料的可调中红外线吸收器, 该吸收器不仅可以实现完美的全吸收, 而且能够通过改变石墨烯的化学势, 动态调控全吸收的产生。2017 年, Zhao 等^[14]利用 h-BN 材料和金属薄膜设计了一种光栅型中红外线吸收器, 该吸收器可以实现双波段内的完美吸收。2018 年, Kan 等^[15]设计了一种基于 h-BN/金属的紧凑型中红外线吸收器, 该吸收器在 $6.26 \sim 7.6 \mu\text{m}$ 的波长范围内可以实现 96% 的高吸收。但上述基于 h-BN 材料的电磁波吸收器都存在吸收带宽较窄的问题。

为了拓宽吸收器的吸收带宽, 本文采用 h-BN/电介质为复合层, 设计了一种结构单元为截断金字塔型结构^[16]的光栅型中红外线吸收器。该吸收器主要利用 MPs 共振效应和法布里-珀罗(FP)谐振腔共振效应^[17], 在中红外波段可以获得较理想的吸收效果, 并且能够实现宽带吸收。

2 结构模型与计算方法

所设计的基于 h-BN 材料的中红外线吸收器是由截断的金字塔型单元结构在水平方向呈周期性排列而成的一维光栅。图 1 为该单元结构的模型示意图, 可以看到, 截断的金字塔型单元结构由 L 个 h-BN/电介质复合层构成, 其中, h-BN 材料的厚度为 T_1 , 电介质的厚度为 T_2 , 并且两者宽度相等。从单元结构的顶层到底层, 复合层的宽度线性增大, 其中顶层宽度为 W_1 , 底层宽度为 W_2 。 P 为光栅的周期。所设计结构的左右两个边界为周期边界条件(PBC)。 E 表示电场强度, H 表示磁场强度, k 为波矢量大小, α 表示入射角度。单元结构的最底层由厚度为 $T_3 = 0.6 \mu\text{m}$ 的 Ag 板构成。经计算可知,

$0.6 \mu\text{m}$ 厚的 Ag 板足以使电磁波无法透射。该吸收器的制作采用 Ding 等^[18]提出的方法来实现。

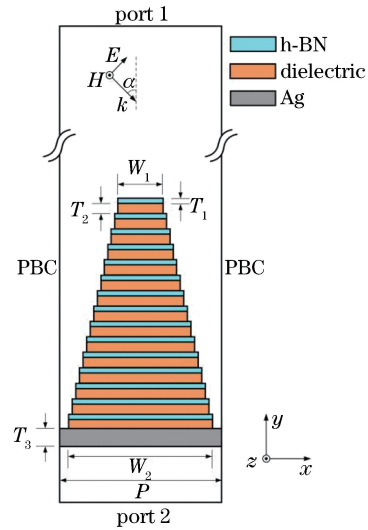


图 1 光栅型吸收器的结构示意图

Fig. 1 Structural schematic of grating-type absorber

在图 1 所示的单元结构中, Ag 材料的介电常数 ϵ_{Ag} 满足 Drude 模型^[19], 即

$$\epsilon_{\text{Ag}}(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega}, \quad (1)$$

式中: ω 表示圆频率; ϵ_{∞} 表示圆频率趋于无穷大时对应的相对介电常数, 其大小等于 5.0; ω_p 表示等离子体振荡频率, 其大小等于 $1.4421 \times 10^{16} \text{ rad/s}$; γ 表示阻尼系数, 其大小等于 $1.4983 \times 10^{14} \text{ rad/s}$ 。本研究假设电介质材料的介电常数为 $\epsilon_d = 16$ 。

h-BN 是一种各向异性的材料, 其介电常数^[20-21]为一个 3×3 的对角矩阵:

$$\bar{\epsilon} = \begin{vmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{vmatrix}, \quad (2)$$

对角线上三个主轴分量遵循洛伦兹(Lorentz)模型^[22]

$$\epsilon_{kk} = \epsilon_{\infty} \left(1 + \sum_{i=1}^2 \frac{\omega_{\text{LO},i}^2 - \omega_{\text{TO},i}^2}{\omega_{\text{TO},i}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_i} \right), \quad k = x, y, z, \quad (3)$$

式中: $\omega_{\text{LO},i}$ 表示纵向光波模振动圆频率; $\omega_{\text{TO},i}$ 表示横向光波模振动圆频率; γ_i 表示第 i 个共振吸收峰的阻尼系数; i 为共振吸收峰编号。上述参数的大小如表 1^[22] 所示。

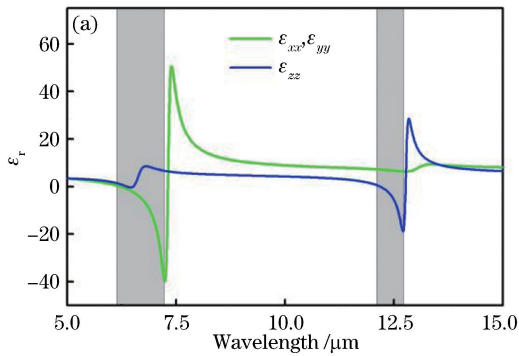
h-BN 材料介电常数的实部和虚部与波长的关系如图 2 所示。 ϵ_r 表示两个不同平面内 h-BN 材料介电常数的实部, ϵ_i 则表示两个不同平面内 h-BN 材料介电常数的虚部。可以看到: 在 $7 \mu\text{m}$ 波长附

近,介电常数的主轴分量 ϵ_{xx} 、 ϵ_{yy} 为负值;在 $12.5 \mu\text{m}$ 波长附近,介电常数的主轴分量 ϵ_{zz} 实部为负值,说明 h-BN 材料表现出类金属的特性,因此在这两个波长附近形成 MPs^[11],从而使入射的中红外线局域化,对入射的中红外线形成强烈吸收。

表 1 h-BN 材料介电常数表达式中的参数

Table 1 Parameters in the expression of dielectric constant of h-BN material

| Axial component | ϵ_∞ | i | $\omega_{\text{LO},i} / \text{cm}^{-1}$ | $\omega_{\text{TO},i} / \text{cm}^{-1}$ | $\gamma_i / \text{cm}^{-1}$ |
|--------------------------------|-------------------|-----|---|---|-----------------------------|
| $\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}$ | 4.95 | 1 | 778 | 767 | 35.0 |
| | | 2 | 1610 | 1367 | 29.0 |
| ϵ_{zz} | 4.10 | 1 | 828 | 783 | 8.0 |
| | | 2 | 1595 | 1510 | 80.0 |



采用有限元算法(Comsol MultiphysicsTM 5.1)对该吸收器的吸收特性进行数值模拟运算。计算时需要进行相应的设置,其中结构的顶端设置为入射端口和反射端口(port 1),底端设置为透射端口(port 2),并且只考虑了 0 级和 ± 1 级衍射效应,左右两边的边界设置为周期边界条件(PBC)。为了保证计算的精度,三角形网格的最大尺寸设置为 $1.25 \times 10^{-1} \mu\text{m}$,最小尺寸设置为 $3.20 \times 10^{-3} \mu\text{m}$ (该尺寸约为中心波长的 $3/10000$)。当波长为 λ_0 的横磁型平面电磁波(TM 波)以入射角度 α 入射到图 1 所示的吸收器表面时,由于光栅的作用,电磁波会发生反射和透射。吸收器的吸收率可以通过 $A(\omega) = 1 - T(\omega) - R(\omega)$ 计算获得,其中:透射率 $T(\omega) = |S_{21}|^2$,接近于 0, S_{21} 为插入损耗;反射率 $R(\omega) = |S_{11}|^2$, S_{11} 为回波损耗。

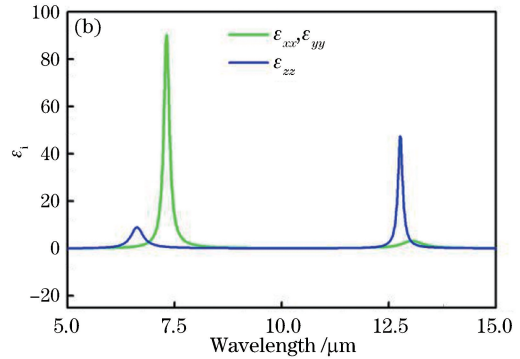


图 2 h-BN 的介电常数与波长的关系。(a)介电常数实部与波长的关系;(b)介电常数虚部与波长的关系

Fig. 2 Relationship between dielectric constant of h-BN and wavelength. (a) Relationship between real part of dielectric constant of h-BN and wavelength; (b) relationship between imaginary part of dielectric constant of h-BN and wavelength

3 吸收特性

经过大量的数值模拟运算得到了该吸收器具有最佳吸收性能时的结构参数: $L = 15, P = 4 \mu\text{m}$, $T_1 = 1.8 \mu\text{m}, T_2 = 0.965 \mu\text{m}, T_3 = 0.6 \mu\text{m}, W_1 = 0.91 \mu\text{m}, W_2 = 3.6 \mu\text{m}$ 。图 3 所示为在该优化参数条件下,吸收器的吸收率对角度和波长的等高线图。可以看到,在入射波长为 $5.6 \sim 14.5 \mu\text{m}$,入射角度为 $0^\circ \sim 75^\circ$ 时,该吸收器的吸收率可以达到 80% 以上。与图 2 所示的 h-BN 材料的介电常数与波长的关系图进行对比,可以发现,该吸收器的吸收带宽得到了显著拓宽。

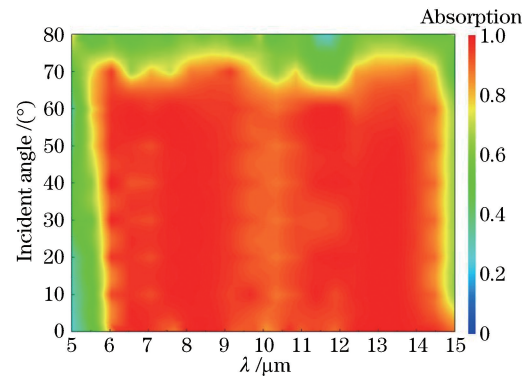


图 3 在采用优化结构参数的条件下,吸收器的吸收率对于入射角度和波长的等高线图

Fig. 3 Contour map of absorption versus incident angle and wavelength under optimized structural parameters

图 4 为当 TM 波垂直入射时,在 $6.5, 10.5, 12.5, 13.8 \mu\text{m}$ 这 4 个典型入射波长下,结构单元中归一化的磁场强度分布。可结合图 4 来解释该吸收器的吸收机理。

当波长为 $6.5 \mu\text{m}$ 时,由图 2(a)可知,介电常数

的主轴分量 ϵ_{xx} 和 ϵ_{yy} 的实部为 -4 ,小于零,说明 h-BN 材料在 $o\text{-}xy$ 平面内表现出类金属特性。单元结构中形成类金属-电介质-类金属的微结构,该微结构支持 MPs 共振^[11]。MPs 会导致入射场被局域

化,从而使得所设计结构对入射的中红外波形成强烈的吸收,如图 4(a)所示。而介电常数的主轴分量 ϵ_{zz} 实部为 1,说明 h-BN 材料在 z 轴方向上不具有类金属的特性,因此没有表现出吸收特性。

当波长为 $10.5 \mu\text{m}$ 时,由图 2(a)可知,介电常数的主轴分量 ϵ_{xx} 和 ϵ_{yy} 的实部为 9,大于零,介电常数的主轴分量 ϵ_{zz} 的实部为 4,也大于零,说明 h-BN 材料在 $o\text{-}xy$ 平面内和 z 轴方向上均未表现出类金属的特性。此时,h-BN 材料仅相当于普通的高折射率电介质。由于电介质层材料的介电常数 ϵ_d 为 16,这一数值大于周围介质的介电常数。在单元结构中,以 h-BN 材料为中心,形成 FP 谐振腔。如果电介质层的宽度和入射波的波长相匹配,就会形成驻波,场被局限于电介质层中,如图 4(b)所示。此时,该吸收器的吸收率依然较高。

当波长为 $12.5 \mu\text{m}$ 时,由图 2(a)可知:介电常数的主轴分量 ϵ_{xx} 和 ϵ_{yy} 的实部为 6,大于零,说明 h-BN 材料在 $o\text{-}xy$ 平面内没有表现出类金属的特性;而介电常数的主轴分量 ϵ_{zz} 的实部为 -6 ,小于零,说明 h-BN 材料在 z 轴方向上表现出类金属的特性。这时也可以形成类金属-电介质-类金属微结构,并且可以形成 MPs,场被局域化,如图 4(c)所示。结构对入射的中红外波依然能够形成强烈的吸收。

当波长为 $13.8 \mu\text{m}$ 时,由图 2(a)可知:介电常数的主轴分量 ϵ_{xx} 和 ϵ_{yy} 的实部为 9,大于零,说明 h-BN 材料在 $o\text{-}xy$ 平面内没有表现出类金属的特性;

介电常数的主轴分量 ϵ_{zz} 的实部为 8,也大于零,说明 h-BN 材料在 z 轴方向上也没有表现出类金属的特性。此时 h-BN 材料仅相当于普通的高折射率电介质。由于电介质层材料的介电常数 ϵ_d 为 16,这一数值均大于周围介质的介电常数,以 h-BN 材料为中心,也可以构成 FP 谐振腔。如果电介质层的宽度和入射波的波长相匹配,就会形成驻波,场被局限于电介质层中,如图 4(d)所示。此时,该吸收器的吸收率依然可以保持较高的水平。

从图 4(a)~(d)可以发现:不同波长的入射波会被局域在所设计结构的不同位置;随着波长增大,入射波被局域的位置从结构的顶端逐渐下移到结构的底端。

对于 h-BN 材料具有类金属特性的情形,由于在单元结构中从上到下形成的类金属-电介质-类金属微结构的宽度逐渐增大,所形成的 MPs 共振^[11]波长也会从上到下逐渐增大。当波长为 $6.5 \mu\text{m}$ 时,MPs 共振吸收主要发生在结构的顶端;当波长为 $12.5 \mu\text{m}$ 时,MPs 共振吸收发生在结构中下部偏下的位置。

对于 h-BN 材料表现为普通高折射率电介质的情形,单元结构中从上到下形成的 FP 谐振腔宽度逐渐增大,其所形成的 FP 谐振波长也随之逐渐增大。当波长为 $10.5 \mu\text{m}$ 时,吸收主要发生在单元结构中上部偏上的位置;当波长增大到 $13.8 \mu\text{m}$ 时,吸收主要发生在结构靠近底端的位置。

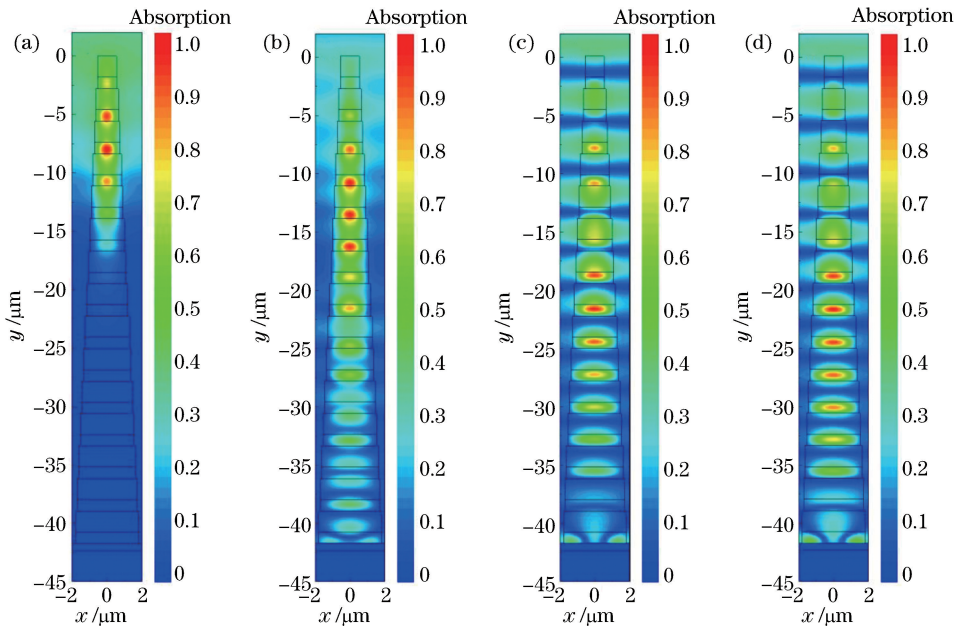


图 4 TM 波垂直入射时,不同入射波长对应的单元结构的磁场分布。(a) $6.5 \mu\text{m}$; (b) $10.5 \mu\text{m}$; (c) $12.5 \mu\text{m}$; (d) $13.8 \mu\text{m}$
Fig. 4 Magnetic field distributions of unit structure at different incident wavelengths under normal incidence of TM.

(a) $6.5 \mu\text{m}$; (b) $10.5 \mu\text{m}$; (c) $12.5 \mu\text{m}$; (d) $13.8 \mu\text{m}$

本文还研究了在入射波垂直入射的条件下,改变单元结构的几何参数对吸收特性的影响(在其他参数不变的情况下)。

仅改变复合层的层数 L , 吸收曲线的相对变化如图 5(a) 所示。相较于优化值 $L=15$, 当 $L=12$ 时, 吸收曲线在 $10.3 \mu\text{m}$ 波长附近有较大幅度的起伏, 在曲线的边缘部分则有小幅下滑; 当 $L=15$ 时, 吸收曲线整体比较平稳, 吸收率较为理想; 当 $L=18$ 时, 吸收曲线在波长为 $10.5 \mu\text{m}$ 和 $11.5 \mu\text{m}$ 附近有明显的起伏, 在曲线的边缘部分则同样有小幅下滑。

当仅改变结构的周期 P 时, 吸收曲线的相对变化如图 5(b) 所示。相较于优化值 $P=4.0 \mu\text{m}$, 当 $P=3.8 \mu\text{m}$ 时, 吸收曲线在 $10.8 \mu\text{m}$ 波长附近有较小的起伏, 在曲线的边缘部分则有较大幅度的下滑; 当 $P=5 \mu\text{m}$ 时, 吸收曲线在 $9.6 \sim 12 \mu\text{m}$ 的波长范

围内有较大幅度的起伏, 并且在曲线的边缘部分有小幅下滑, 整体吸收率偏低。

当仅改变 h-BN 材料的厚度 T_1 时, 吸收曲线的相对变化如图 5(c) 所示。相较于优化值 $T_1=1.8 \mu\text{m}$, 当 $T_1=1.7 \mu\text{m}$ 时, 吸收曲线在 $9.7 \mu\text{m}$ 和 $11.3 \mu\text{m}$ 波长附近有较大的波动; 当 $T_1=1.9 \mu\text{m}$ 时, 吸收曲线在 $9.4 \sim 11.6 \mu\text{m}$ 的波长范围内有较大幅度的起伏。

当仅改变电介质的厚度 T_2 时, 吸收曲线的相对变化如图 5(d) 所示。相较于优化值 $T_2=0.965 \mu\text{m}$, 当 $T_2=0.865 \mu\text{m}$ 时, 吸收曲线虽然在 $10.1 \mu\text{m}$ 波长附近有小幅上升, 但在 $10.8 \mu\text{m}$ 波长附近却有较大幅度的起伏, 并且从 $14 \mu\text{m}$ 波长处开始大幅下降; 当 $T_2=1.065 \mu\text{m}$ 时, 吸收曲线在波长为 $5.2 \mu\text{m}$ 处有短暂的上升, 但在 $9.5 \sim 12 \mu\text{m}$ 的波长范围内却有较大幅度的起伏。

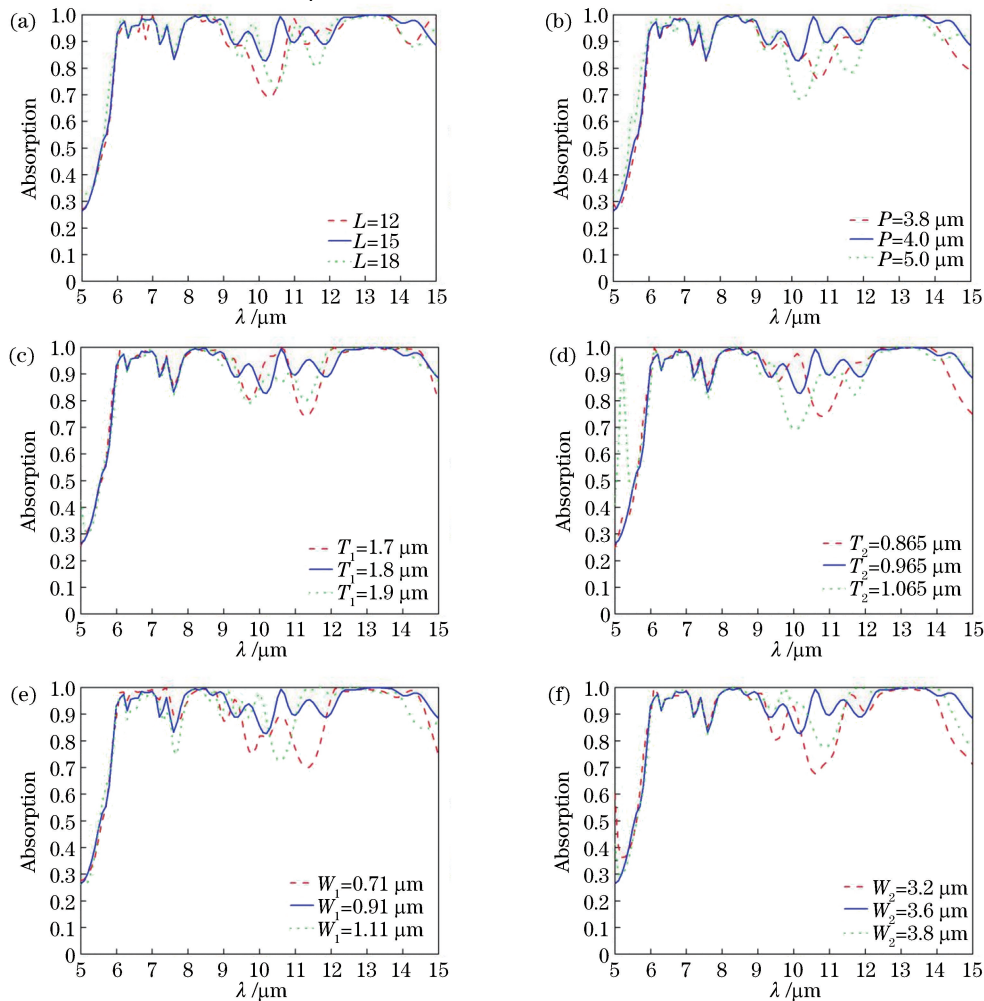


图 5 在其他参数保持不变的情况下, 改变结构的几何参数时吸收曲线的相对变化。(a) L ; (b) P ; (c) T_1 ; (d) T_2 ; (e) W_1 ; (f) W_2

Fig. 5 Relative changes of absorption curves when geometrical parameters of the structure are changed and other parameters remain unchanged. (a) L ; (b) P ; (c) T_1 ; (d) T_2 ; (e) W_1 ; (f) W_2

当仅改变顶层 h-BN 材料的宽度 W_1 时,吸收曲线的相对变化如图 5(e)所示。相较于优化值 $W_1 = 0.91 \mu\text{m}$,当 $W_1 = 0.71 \mu\text{m}$ 时,吸收曲线在 $9.5 \sim 11.8 \mu\text{m}$ 的波长范围内有明显的下降,在曲线的边缘部分同样有小幅度的下滑;当 $W_1 = 1.11 \mu\text{m}$ 时,吸收曲线在 $7.6 \mu\text{m}$ 和 $10.6 \mu\text{m}$ 波长附近有明显的起伏,在曲线的边缘部分则有小幅下降。

当仅改变底层电介质的宽度 W_2 时,吸收曲线的相对变化如图 5(f)所示。相较于优化值 $W_2 = 3.6 \mu\text{m}$,当 $W_2 = 3.2 \mu\text{m}$ 时,吸收曲线在 $9 \sim 12 \mu\text{m}$ 的波长范围内有较大的起伏,在曲线的边缘部分则有较大幅度的下滑;当 $W_2 = 3.8 \mu\text{m}$ 时,吸收曲线在 $9 \sim 10.4 \mu\text{m}$ 的波长范围内虽然有幅上升,但在 $10.8 \mu\text{m}$ 波长附近有明显的起伏,并且在曲线的边缘部分有较小幅度的下滑。

4 结 论

本文设计了一种光栅型中红外吸收器,其结构单元为基于 h-BN/电介质复合层的截断金字塔型结构。计算分析了复合层的层数、结构的周期、h-BN 的厚度、电介质的厚度、顶层宽度以及底层宽度对吸收性能的影响。结果表明,MPs 共振效应和 F-P 谐振腔共振效应使该吸收器在较宽的中红外波段内具有良好的吸收特性。当采用优化后的结构参数时,即 $L = 15, P = 4 \mu\text{m}, T_1 = 1.8 \mu\text{m}, T_2 = 0.965 \mu\text{m}, T_3 = 0.6 \mu\text{m}, W_1 = 0.91 \mu\text{m}$ 和 $W_2 = 3.6 \mu\text{m}$ 时,在入射波长为 $5.6 \sim 14.5 \mu\text{m}$,入射角度为 $0^\circ \sim 75^\circ$ 的范围内,该吸收器的吸收率可以达到 80% 以上。所设计的吸收器可在一定程度上为中红外吸收器的设计、制备和应用提供参考。

参 考 文 献

- [1] Liao Y L, Zhao Y. Graphene-based tunable ultra-narrowband mid-infrared TE-polarization absorber [J]. *Optics Express*, 2017, 25(25): 32080-32089.
- [2] Huang Y Q, Li Y, Li Z P, *et al.* Tunable mid-infrared broadband absorber based on W/VO₂ square nano-pillar array [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(3): 0316001.
黄雅琴, 李毅, 李政鹏, 等. W/VO₂ 方形纳米柱阵列可调中红外宽频吸收器 [J]. *光学学报*, 2019, 39(3): 0316001.
- [3] 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.
- [4] Liu N, Mesch M, Weiss T, *et al.* Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor [J]. *Nano Letters*, 2010, 10(7): 2342-2348.
- [5] Schurig D, Mock J J, Justice B J, *et al.* Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies [J]. *Science*, 2006, 314(5801): 977-980.
- [6] 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.
- [7] Chen B, Li Q, Ghosh P, *et al.* Tunable mid-infrared absorption of metamaterial integrated with graphene [J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2017, 844: 012037.
- [8] Huang L, Hu G H, Deng C Y, *et al.* Realization of mid-infrared broadband absorption in monolayer graphene based on strong coupling between graphene nanoribbons and metal tapered grooves [J]. *Optics Express*, 2018, 26(22): 29192-29202.
- [9] Cao S, Wang T S, Sun Q, *et al.* Graphene - silver hybrid metamaterial for tunable and high absorption at mid-infrared waveband [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2018, 30(5): 475-478.
- [10] Kumar A, Low T, Fung K H, *et al.* Tunable light-matter interaction and the role of hyperbolicity in graphene-hBN system [J]. *Nano Letters*, 2015, 15(5): 3172-3180.
- [11] 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]. *Optics Express*, 2008, 16(15): 11328-11336.
- [12] Baranov D G, Edgar J H, Hoffman T, *et al.* Perfect interferenceless absorption at infrared frequencies by a van der Waals crystal [J]. *Physical Review B*, 2015, 92(20): 201405.
- [13] Wu J P, Jiang L Y, Guo J, *et al.* Tunable perfect absorption at infrared frequencies by a graphene-hBN hyper crystal [J]. *Optics Express*, 2016, 24(15): 17103-17114.
- [14] Zhao B, Zhang Z M. Perfect mid-infrared absorption by hybrid phonon-plasmon polaritons in hBN/metal-grating anisotropic structures [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, 106: 1025-1034.
- [15] Kan Y H, Zhao C Y, Zhang Z M. Compact mid-infrared broadband absorber based on hBN/metal metasurface [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2018, 130: 192-199.

- [16] 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.
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.
- [17] Shu S W, Li Z, Li Y Y. Triple-layer Fabry-Perot absorber with near-perfect absorption in visible and near-infrared regime [J]. *Optics Express*, 2013, 21(21): 25307-25315.
- [18] Ding F, Cui Y X, Ge X C, *et al.* Ultra-broadband microwave metamaterial absorber [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(10): 103506.
- [19] Korobkin D, Urzhumov Y, Shvets G. Enhanced near-field resolution in midinfrared using metamaterials [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2006, 23(3): 468-478.
- [20] Jacob Z. Hyperbolic phonon-polaritons [J]. *Nature Materials*, 2014, 13(12): 1081-1083.
- [21] Dai S, Ma Q, Liu M K, *et al.* Graphene on hexagonal boron nitride as a tunable hyperbolic metamaterial [J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(8): 682-686.
- [22] Adachi S. Handbook on physical properties of semiconductors: volume 2: part 1 [M]. Harbin: Harbin Institute of Technology Publishing, 2014: 43-47.
Sadao Adachi. 半导体物理性能手册: 第 2 卷: 上册 [M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2014: 43-47.