

基于狄拉克半金属和二氧化钒的三频带双调谐吸波体

胡宝晶^{1,2}, 黄铭², 丁洪伟², 洪素美^{1*}

(1. 云南农业大学理学院, 云南昆明 650201;
2. 云南大学信息学院, 云南昆明 650091)

摘要:提出了基于狄拉克半金属(BDS)和二氧化钒(VO_2)的三频带(triple-band)双调谐吸波体,通过时域有限差分法和等效电路模型(ECM)分析了吸波体的电磁特性。研究表明:当 VO_2 呈现出纯金属态时,吸波体会出现三个明显的吸收峰,平均吸收率为98.64%。同时,通过改变BDS费米能量和 VO_2 电导率可以动态调谐吸波体吸收峰处的谐振频率和吸收率。最后,分别讨论了吸波体吸波特性和随BDS层、 VO_2 层和中间介质层厚度的变化规律。这为多带双调谐滤波器、吸波体的设计提供了理论依据。

关键词:吸波体; 狄拉克半金属; 二氧化钒; 双调谐
中图分类号: TB39 **文献标识码:** A

Dual-tunable triple-band absorber based on bulk Dirac semimetal and vanadium dioxide

HU Bao-Jing^{1,2}, HUANG Ming², DING Hong-Wei², HONG Su-Mei^{1*}

(1. College of Science Yunnan Agricultural University, Kunming 650201, China;
2. School of Information Science and Engineering Yunnan University, Kunming 650091, China)

Abstract: In this paper, a dual-tunable triple-band absorber based on bulk Dirac semimetal (BDS) and vanadium dioxide (VO_2) is proposed. The electromagnetic properties of the absorber are analyzed by the finite difference time domain method and equivalent circuit model (ECM). When the VO_2 is in fully metallic state, the absorption spectrum of the dual-tunable absorber exhibits three obvious absorption peaks with the average absorptance being 98.64%. The resonant frequencies and absorptivity of the absorber can be dynamically controlled by adjusting the Fermi energies of BDS and the conductivities of VO_2 . Finally, the relationships between the absorptivity of the dual-tunable absorber and the different thicknesses of the BDS, VO_2 and immediate dielectric layers are further discussed. This work provides potential applications in the designs of multi-band dual-tunable filters and absorbers.

Key words: absorber, Dirac semimetal, vanadium dioxide, dual-tunable

引言

超材料(Metamaterial, MM)是一种具有非凡性能的人工电磁材料,由于其具有自然材料所不具备的对电磁波特殊的调控能力,因而得到了研究者的

广泛关注。其中,超材料吸波体(Metamaterial Absorber, MA)是人们专门设计和制造的亚波长周期材料,与传统的吸波体相比,超材料吸波体具有吸收能力强、厚度薄、质量轻等诸多优势,并已被证实

收稿日期:2022-08-02,修回日期:2023-03-07

基金项目:国家自然科学基金(61461052, 11564044, 61863035),云南省科技厅农业联合专项(202101BD070001-064),云南农业大学一流课程课题(2021YLK114)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China (NSFC) (61461052, 11564044, 61863035), Yunnan Provincial Department of Science and Technology Agricultural Joint Special Project (202101BD070001-064), and Yunnan Agricultural University offline first-class undergraduate courses (2021YLK114)

作者简介(Biography): 胡宝晶(1983-),男,博士,副教授。主要研究方向:电磁场与微波技术、电磁超材料及其相关电子器件设计与应用。
Email: 1330379709@qq.com

*通讯作者(Corresponding author): E-mail: sumeihong_19@163.com

Received date: 2022-08-02, revised date: 2023-03-07

在电磁隐形^[1]、光探测^[2]、光传感^[3]和太阳能电池^[4-5]等诸多领域有重要的应用价值。然而在实际应用中,超材料吸波体的动态可调性也是非常重要的,因为它可以在不改变器件结构的条件下实现对吸波体光学响应的动态控制并扩大其应用范围^[6]。由于在实现吸波体动态可调性方面存在困难,传统的金属材料已逐渐被新型二维(2D)材料所取代。

最近,一种称为狄拉克半金属(Bulk Dirac Semiconductor, BDS),也被称为“3D石墨烯”的量子物质引起了学者们极大的研究兴趣。它具有迁移率高、超快瞬态时间和低能光子检测等显著特性^[7]。与此同时,BDS还结合了电介质和金属的特性:当频率高于费米能级时它表现为电介质,当频率低于费米能级时表现为金属材料。与单原子层石墨烯相比,BDS对环境缺陷或过度导电体态更稳健。最重要的是,BDS的表面电导率可以通过改变费米能量来动态控制,因此,基于BDS来实现可调谐的吸波体已经得到了广泛的研究^[8-11]。

除BDS之外,二氧化钒(Vanadium Dioxide, VO₂)作为一种新型相变材料,具有调制深度大、响应速度快等特点。它会在电、热和光刺激下经历绝缘体到金属的转变^[12]。VO₂的绝缘体-金属相变是通过改变温度来产生的,临界温度为340 K。在这个转变过程中,它的电导率可以改变四到五个数量级^[13-14]。到目前为止,VO₂已被集成到太赫兹超材料中,并实现了多种有源功能,例如传输控制^[15]、相位调制^[16]、可调谐吸收器^[17]和可切换多功能器件等^[18]。

由于BDS和VO₂独特的物理特性,利用BDS和VO₂来设计双调谐的超材料吸波体在近年来已成为一个新的研究热点^[19-23]。例如:Hu等人提出了一种基于BDS和VO₂的动态双调谐多频带吸收体^[24];Liu等也提出了一种基于VO₂和BDS的太赫兹相干双调谐吸收体^[25]。然而,对于基于BDS和VO₂的三频带双调谐吸波体的研究,公开文献却鲜有报道。

本文提出了一种基于BDS和VO₂的三频带双调谐吸波体。首先,通过调整BDS的费米能量和VO₂的电导率动态控制了吸波体的谐振频率和吸收率。其次,通过等效电路模型(Equivalent Circuit Model, ECM)从理论上分析了吸波体的物理性能。最后,讨论了BDS层、VO₂层和中间介质层厚度对吸波体性能的影响。这为多带双调谐滤波器、吸波体的设计提供了理论依据。

1 三频带双调谐吸波体的设计

在随机相位近似理论(Random-Phase Approximation Theory, RPA)中使用Kubo公式,在长波极限条件下,BDS的动态电导率表示为^[26-28]

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\sigma(\Omega) &= \frac{e^2 g K_F}{h 24\pi} \Omega G\left(\frac{\Omega}{2}\right), \quad (1) \\ \operatorname{Im}\sigma(\Omega) &= \frac{e^2 g k_F}{h 2\pi^2} \left[\frac{4}{\pi} \left(1 + \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{T}{E_F} \right)^2 \right) + \right. \\ &\quad \left. 8\Omega \int_0^{\varepsilon_c} \left(\frac{G(\varepsilon) - G(\Omega/2)}{\Omega^2 - 4\varepsilon^2} \right) \varepsilon d\varepsilon \right], \quad (2) \end{aligned}$$

其中, $G(E) = n(-E) - n(E)$, $n(E)$ 是费米分布函数, E_F 是费米能量, $k_F = E_F/hv_F$ 是费米动量, v_F 是费米速率, $\varepsilon = E/E_F$, g 是简并因子, $\Omega = h\omega/E_F$, $\varepsilon_c = E_c/E_F$ (E_c 为截止能量,之后狄拉克光谱将不再线性)。

为了进一步计算,应在方程中考虑Drude阻尼,即在式(1)和(2)中使用替换 $\Omega \rightarrow \Omega + jh\tau^{-1}/E_F$,其中 $h\tau^{-1} = v_F/(k_F\mu)$ 是由载流子迁移率 μ 决定的散射率。

图1给出了不同BDS费米能量条件下,BDS表面电导率实部和虚部的变化规律。通过图1可以看出,当 $h\omega/E_F < 2$ 时,BDS电导率的实部等于0。从 $h\omega/E_F = 2$ 开始,BDS电导率的曲线变成了阶跃函数曲线。同时,BDS的虚部在 $h\omega/E_F < 2$ 时缓慢减小,在 $h\omega/E_F > 2$ 时缓慢增加。

最终,BDS的介电常数可以写为^[29-30]

$$\varepsilon_{BDS} = \varepsilon_b + \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon_0}, \quad (3)$$

其中, ε_0 是真空介电常数, ε_b 是有效的背景介电常数,当 $g = 40$ 时, $\varepsilon_b = 1$,表示AlCuFe准晶体。

在太赫兹频段,VO₂的相对介电常数可以使用Drude模型来表示^[31-32]:

$$\varepsilon_{VO_2} = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2 \sigma}{\omega^2 + j \times \omega \times \omega_d}, \quad (4)$$

其中,无限频率下的介电常数 $\varepsilon_\infty = 12$,阻尼频率 $\omega_d = 5.75 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$,等离子体频率 $\omega_p = 1.4 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$, $\sigma_0 = 3 \times 10^{15} \text{ S/m}$ 。在接下来的计算中,我们假设当VO₂处于金属态和绝缘态时,其电导率 σ 分别为100 000 S/m和10 S/m。

三频带双调谐吸波体结构模型如图2(a)所示,该模型是由BDS顶层和VO₂底层构成的三维周期结

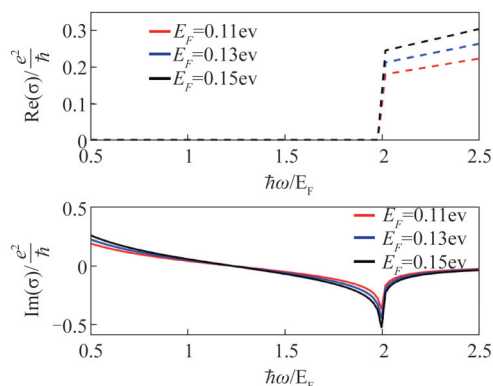


图1 BDS费米能量从0.11 eV增加到0.15 eV时,BDS表面电导率实部(a)和虚部(b)的变化规律。参数为: $g = 40, \varepsilon_c = 3, v_F = 10^6 \text{ m/s}, T = 300 \text{ K}, \mu = 3 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} (\tau = 4.5 \times 10^{-13} \text{ s})$

Fig. 1 The real parts (a) and imaginary parts (b) of conductivity of BDS under different Fermi energy varying from 0.11 eV to 0.15 eV. The parameters of BDS are: $g = 40, \varepsilon_c = 3, v_F = 10^6 \text{ m/s}, T = 300 \text{ K}, \mu = 3 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} (\tau = 4.5 \times 10^{-13} \text{ s})$

构。中介质层为二氧化硅(SiO_2),其介电常数为3.9,厚度 h_2 为 $18 \mu\text{m}$ 。BDS顶层由三根BDS纳米棒组成,分别命名为棒A、棒B和棒C。棒A、棒B和棒C的长度分别为 $L_1 = 12.24 \mu\text{m}, L_2 = 14.24 \mu\text{m}$ 和 $L_3 = 26.24 \mu\text{m}$;宽度均为 $w = 2.88 \mu\text{m}$ 。棒A、棒B和棒C三者之间的间隔均为 $d = 2 \mu\text{m}$ 。模型周期为 $P_x = P_y = 30 \mu\text{m}$ 。BDS层和 VO_2 层的厚度 h_1 和 h_3 分别为 $0.6 \mu\text{m}$ 和 $0.8 \mu\text{m}$ 。

数值模拟通过Lumerical FDTD Solutions完成。

图2(b)所示的二维结构在 X 和 Y 方向上具有周期边界条件,在 Z 方向上具有完全匹配层(PML)吸收边界条件。入射波为线极化波,入射方向为 $-Z$ 方向,极化方向为 X 方向。吸波体的吸收率可以通过以下公式计算: $A = 1 - R - T$,其中 R 和 T 分别表示反射率和透射率。

2 等效电路模型

根据传输线理论^[33-34],三频带吸波体的等效电路模型(Equivalent Circuit Model, ECM)如图3所示。当 VO_2 底层处于纯金属态时,它可以阻止所有的透射波。因此,在ECM模型中,它可以等效为一个短路器件。同时,在图3中,顶层的三根BDS纳米棒可以用三个并联的RLC串联电路表示。其中,每一个串联电路表示一根BDS纳米棒。

在图3中,三频带吸波体的输入阻抗可以表

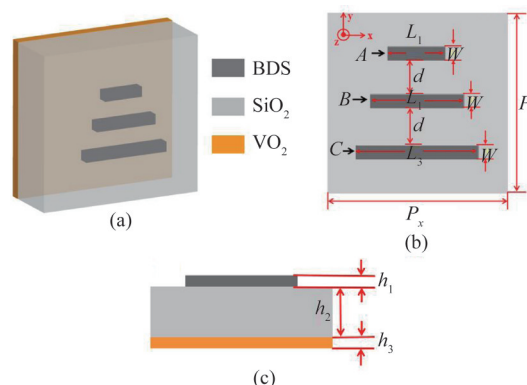


图2 三频带双调谐吸波体结构图(a)三维结构图,(b)二维顶视图,(c)二维侧视图

Fig. 2 Schematic designs of dual-tunable triple-band MA model, (a) three-dimensional view, (b) two-dimensional top view, (c) two-dimensional side view

示为:

$$Z_{in} = \frac{1}{\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_3} + \frac{1}{Z_{in1}}} \quad (5)$$

其中, $Z_1 = R_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}$, $Z_2 = R_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2}$,

$Z_3 = R_3 + j\omega L_3 + \frac{1}{j\omega C_3}$ 表示每一个RLC串联电路的等效阻抗。 $Z_{in1} = j \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} \tan(k_0 h_2 \sqrt{\varepsilon_r})$ 表示短路传输线的特征阻抗。 Z_0 表示自由空间波阻抗, ε_r 和 h_2 分别表示 SiO_2 层的相对介电常数和厚度, k_0 表示自由空间波数。因此,三频带吸波体的反射系数 S_{11} 可以表示为:

$$S_{11} = \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0} \quad (6)$$

最终,三频带吸波体的等效阻抗可以表示为^[35]:

$$Z = \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}} \quad (7)$$

当底部 VO_2 层处于纯金属态时,透射系数 $S_{21} = 0$ 。根据阻抗匹配理论,如果三频带吸收体的等效阻抗与自由空间的固有阻抗匹配,即 $Z = 1$,则吸波体反射率将等于零,而吸收率将接近于1。

3 结果和讨论

图4(a)显示了当狄拉克费米能量为0.13 eV、 VO_2 处于纯金属态,即电导率为 $\sigma = 100\,000 \text{ S/m}$ 时,三频带双调谐吸波体的透射、反射和吸收光谱曲线。如图所示,三频带吸波体吸收率曲线在 3.4121 THz , 4.7688 THz 和 5.4724 THz 处产生了三个明显的

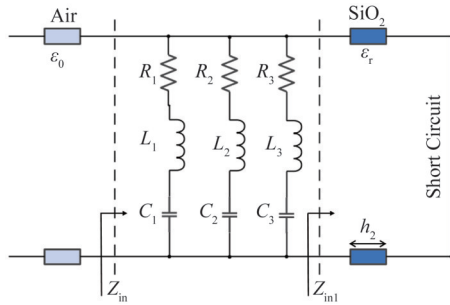


图3 三频带吸波体等效电路模型

Fig. 3 Equivalent circuit model of proposed triple-band absorber

吸收峰 peak I、peak II 和 peak III。其中, peak 1 处的吸收率值为 99.95%, peak 2 处的吸收率值为 98.41%, peak 3 处的吸收率值为 97.57%。三个吸收峰的平均吸收率为 98.6%。同时,由于 VO₂ 处于纯金属态且其厚度大于太赫兹区域入射光的趋肤深度。因此,图 4(a) 中模型透射率的值接近于 0, 吸收率和反射率之间的关系为: $A = 1 - R$ 。

根据等效电路模型 (ECM), 三频带吸波体的等效阻抗如图 4(b) 所示。对比图 4(a) 和 (b) 可以看出, 在 peak I 处, 三频带吸波体等效阻抗 $Z = 1.0732 + j0.0625$ 与自由空间的固有阻抗基本匹配, 故在 peak I 处吸波体产生了吸收率为 99.95% 的吸收峰。同理, 在 peak II 处三频带吸波体等效阻抗 $Z = 1.0565 + j0.0234$ 也与自由空间的固有阻抗基本匹配。因此, 在 peak II 处吸波体也产生了吸收率为 98.41% 的吸收峰。而在 peak III 处, 三频带吸波体等效阻抗 $Z = 0.5886 + j0.0128$ 接近于自由空间的固有阻抗。因此, peak III 处的吸收率为 97.57%, 略小于 peak I 和 peak II 处的吸收率。

图 5(a)-(c) 给出了三频带吸波体随纳米棒 A、B、C 长度的变化规律。如图 5(a) 所示, 当棒 A 的长度增加时, peak III 的谐振频率随之减小, peak I 和 peak II 的谐振频率没有改变。类似的, 在图 5(b) 和 (c) 中, 当棒 B 的长度增加时, peak II 的谐振频率随之减小, peak I 和 peak III 的谐振频率没有改变; 而当棒 C 的长度增加时, peak I 的谐振频率随之减小, peak II 和 peak III 的谐振频率没有改变。因此, 在三频带效应中, 棒 A 对 peak III 的贡献较大; 棒 B 对 peak II 的贡献较大, 而棒 C 对 peak I 的贡献较大。

为了进一步分析三频带吸波体的物理原理, 图 6 分析了 X-Y 和 Y-Z 平面中三频带吸波体在 peak I、peak II 和 peak III 处的电场强度分布。如图 6(a)-

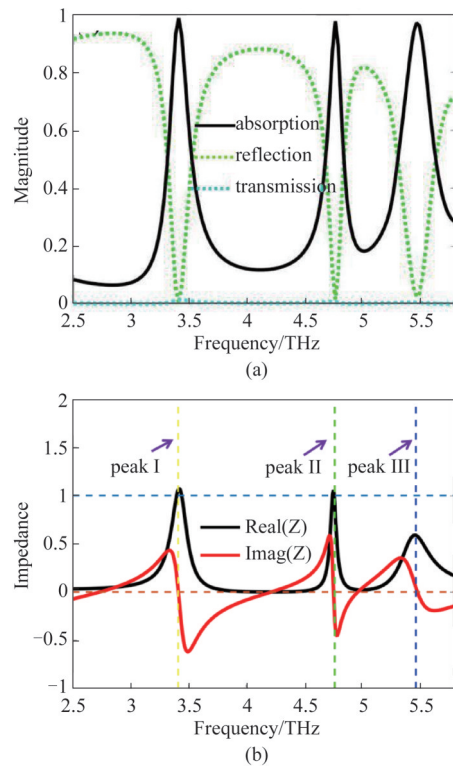


图4 (a)三频带吸波体的吸收率、反射率和透射率曲线,(b)三频带吸波体的吸收率数值结果与LC等效电路模型比较

Fig. 4 Calculated (a) reflectance, transmittance, and absorptance spectra of proposed dual-tunable triple-band absorber, (b) the absorption spectra of the numerical simulation and LC circuit model

(c) 所示, 在 peak I 处, 棒 C 被入射波激发而产生偶极子。因此, 这时电磁能在棒 C 处产生了消散, 进而产生了 peak I^[19,23]。同理, 棒 B 处被入射光激发而产生的偶极子产生了 peak II, 棒 A 处被入射光激发而产生的偶极子产生了 peak III。此外, 在 Y-Z 平面上, 吸波体的电场能量也是主要集中在 BDS 纳米棒边缘和末端以及 SiO₂ 内部, VO₂ 由于呈现纯金属态, 其内部电场强度接近于零。

为了验证三频带吸波体峰值频率的可调性, 图 7 描述了当 VO₂ 电导率 $\sigma = 100\,000$ S/m 时, 三频带吸波体吸收率随狄拉克半金属费米能量 E_F 的变化规律。当费米能量从 $E_F = 0.11$ eV 增加到 $E_F = 0.15$ eV 时, 模型三个吸收峰的谐振频率逐渐增大, 发生蓝移。同时, 随着费米能量的增加, 在 peak I 处, 吸收率基本保持不变。在 peak II 处, 吸收率随着费米能量的增加而缓慢增加。而在 peak III 处, 吸收率随着费米能量的增加而缓慢减小。因此, 可以通过改变 BDS 的费米能量来调谐三频带吸波体吸收峰处的谐振频率。

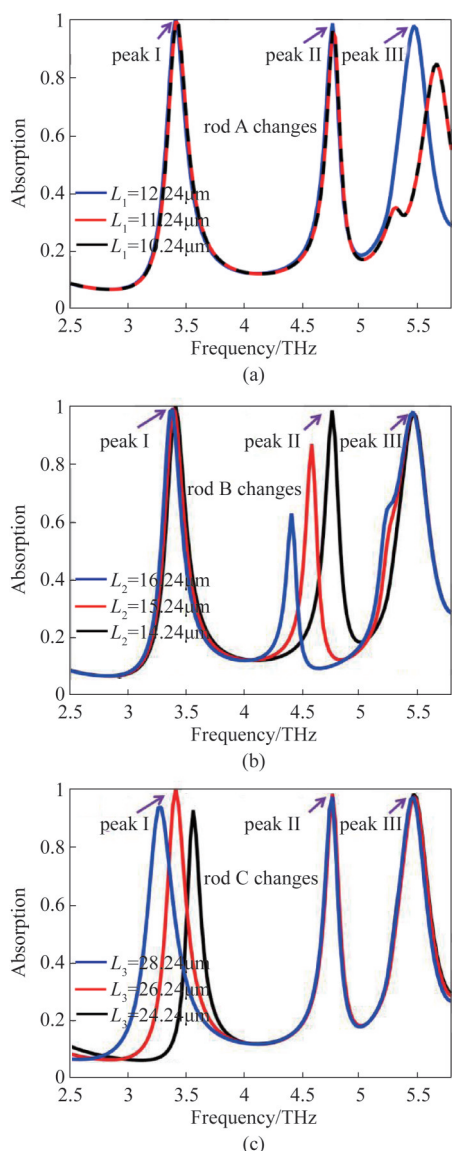


图5 三频带吸波体透射率曲线随(a)棒A,(b)棒B,(c)棒C长度的变化规律

Fig. 5 The absorptance for different lengths of the (a) rod A, (b) rod B, and (c) rod C

基于 VO_2 的绝缘体-金属过渡特性,所提出的三频带吸收体的反射率、透射率和吸收率可以通过改变 VO_2 的电导率来动态调谐。图8验证了当BDS费米能量为0.13 eV时,三频带吸波体透射率、反射率和吸收率随 VO_2 电导率的变化规律。当 VO_2 电导率最小时,吸波体透射率和反射率最大,吸收率最小。当 VO_2 电导率逐渐增加时,吸波体透射率和反射率逐渐降低,吸收率逐渐增加。当 VO_2 电导率最大时,吸波体在3.412 1 THz、4.768 8 THz和5.472 4 THz处出现三个吸收峰,吸收率分别为99.95%、98.41%和97.57%。

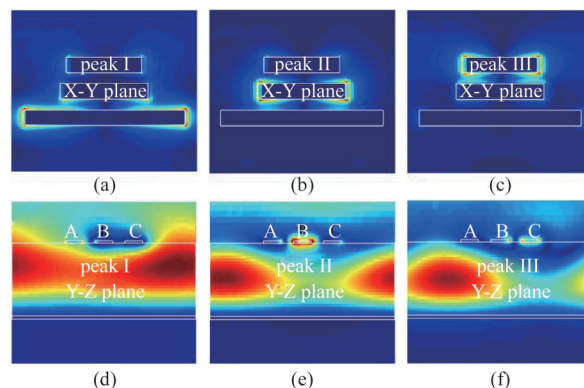


图6 X-Y平面上三频带吸波体在(a) peak I、(b) peak II和(c) peak III处的电场强度分布,Y-Z平面上三频带吸波体在(d) peak I、(e) peak II和(f) peak III处的电场强度分布

Fig. 6 The distributions of electric field intensity at frequencies of (a) peak I, (b) peak II and (c) peak III in the X-Y plane. The distributions of electric field intensity at frequencies of (d) peak I, (e) peak II and (f) peak III in the Y-Z plane

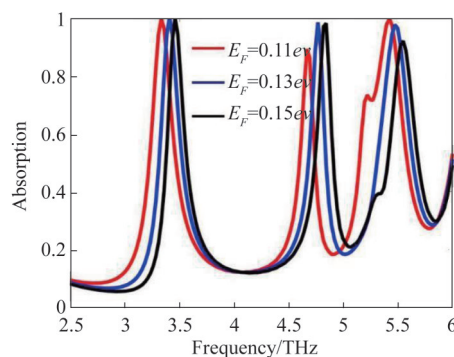


图7 二氧化钒电导率为100 000 S/m时,三频带吸波体吸收率随费米能量 E_F 的变化规律

Fig. 7 The change laws of absorption spectra under different Fermi energies for the VO_2 conductivity of 100 000 S/m

因此,所提出的三频带吸波体可以通过调整狄拉克半金属费米能量和二氧化钒电导率来动态调整吸收峰的谐振频率和吸收率大小。

最后,图9讨论BDS纳米棒厚度 h_1 、 SiO_2 层厚度 h_2 和 VO_2 层厚度 h_3 对吸波体吸波效应的影响。图9中,BDS费米的能量 $E_F = 0.13$ eV, VO_2 的电导率 $\sigma = 100\ 000$ S/m, SiO_2 的介电常数依然等于3.9。

在图9(a)中,由于此时BDS纳米棒的厚度值已经接近饱和值,因此当BDS纳米棒厚度 h_1 逐渐增大时,吸波体的三个吸收峰的谐振频率缓慢增加,而吸收率大小基本保持不变^[25]。

在图9(b)中,由于BDS纳米棒、 SiO_2 层和 VO_2 层构成了等效的F-P谐振器。在这种情况下,太赫

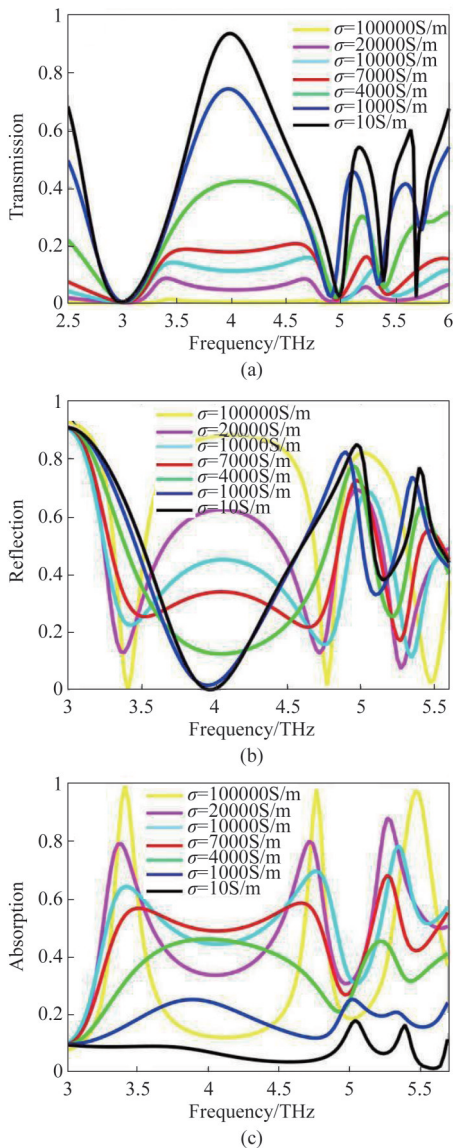


图8 当狄拉克半金属费米能量为0.13 eV时,三频带吸波体的(a)透射率,(b)反射率,(c)吸收率随二氧化钒电导率的变化规律

Fig. 8 Calculated (a) transmission, (b) reflection, (c) absorption spectra of the proposed triple-band MA at various VO_2 conductivities when the Fermi energy of BDS is 0.13 eV

兹电场是入射电场和 VO_2 层反射电场的叠加。 SiO_2 层的厚度在控制 BDS 纳米棒与太赫兹电场之间的相互作用中起着至关重要的作用^[25]。因此,当 $h_2 = 23 \mu\text{m}$ 时,虽然吸波体呈现出来三带的吸波效应,但吸收率较小,吸波效果不佳。而当 $h_2 \leq 13 \mu\text{m}$ 时,吸波体只出现了双带的吸波效应。只有当 SiO_2 层厚度 $h_2 = 18 \mu\text{m}$ 时,三带吸波体吸收峰处的吸收率才达到最大值。

在图9(c)中,当 VO_2 厚度 $h_3 \geq 0.6 \mu\text{m}$ 时,由于

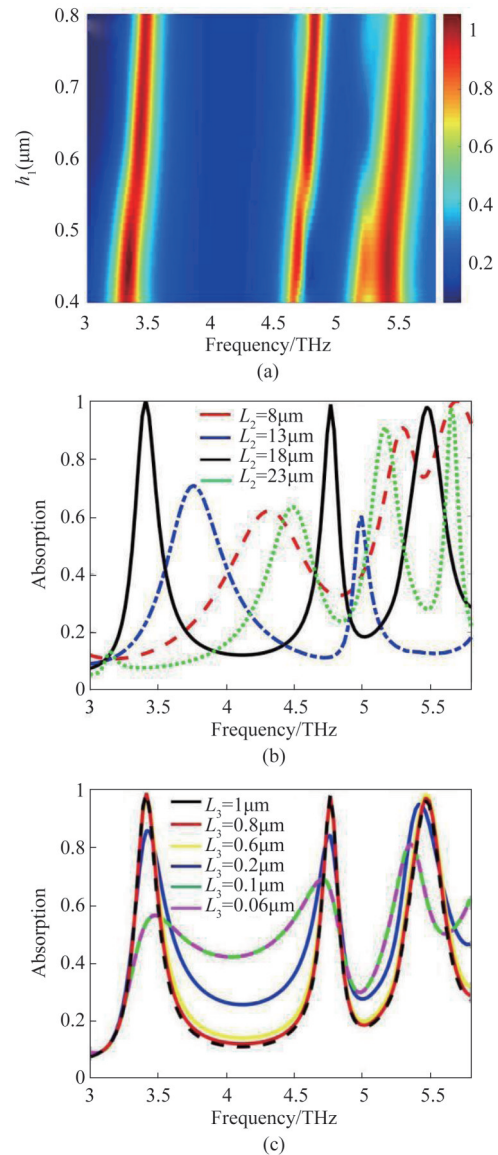


图9 三频带吸波体吸收率曲线随BDS纳米棒厚度, SiO_2 层厚度和 VO_2 层厚度的变化规律

Fig. 9 The variations of the absorption spectra of the three-band absorber with the thickness of BDS, SiO_2 and VO_2 layers

VO_2 的厚度大于太赫兹范围内入射光的趋肤深度,模型传输通道关闭,吸收体的透射系数十分接近于零,系统的吸收率恒等于 $A = 1 - R$ 。因此,吸收率曲线保持不变,系统出现三个较大的吸收峰。而当 VO_2 层厚度减小时,吸收体的透射率逐渐增大,故使得系统的吸收率逐渐减小。当 VO_2 厚度 $h \leq 0.1 \mu\text{m}$ 时,系统的吸收率降到最小并保持不变。

4 结论

本文提出了一种基于 BDS 和 VO_2 的三频带双谐振吸波体,通过调整 BDS 的费米能量 E_F 和 VO_2 的电

导率 σ 动态控制了吸波体的谐振频率和吸收率。

当 VO_2 电导率 $\sigma = 100\,000\text{ S/m}$ 时,双调谐吸波体吸收光谱曲线出现三个明显的吸收峰,其吸收率分别为99.95%、98.41%和97.57%,平均吸收率为98.64%。当BDS费米能量从 $E_F = 0.11\text{ eV}$ 增加到 $E_F = 0.15\text{ eV}$ 时,吸波体的峰值频率逐渐增大,发生蓝移。同时,当 VO_2 电导率 $\sigma = 100\,000\text{ S/m}$ 时,吸波体的吸收率最大。当 VO_2 电导率逐渐减小时,吸波体透射率和反射率逐渐增加,吸收率逐渐减小。当 VO_2 电导率 $\sigma = 10\text{ S/m}$ 时,吸波体透射率和反射率最大,吸收率最小。

此外,本文还进一步讨论了双调谐吸波体吸波特性随BDS层、 VO_2 层和 SiO_2 层厚度的变化规律。首先,由于BDS纳米棒的厚度值已经接近饱和值,因此当BDS纳米棒厚度逐渐增大时,吸波体的三个吸收峰的谐振频率缓慢增加,而吸收率大小基本保持不变。其次,由于BDS纳米棒、 SiO_2 层和 VO_2 层构成了等效的F—P谐振器, SiO_2 层的厚度在控制BDS纳米棒与太赫兹电场之间的相互作用中起着至关重要的作用。因此,只有当 SiO_2 层厚度 $h_2 = 18\ \mu\text{m}$ 时,三带吸波体吸收峰处的吸收率才达到最大值。最后,当 VO_2 的厚度大于入射光的趋肤深度时,系统吸收率曲线保持不变。而当 VO_2 层厚度减小时,吸收体的透射率逐渐增大,系统的吸收率逐渐减小。这为多带双调谐滤波器、吸波体的设计提供了理论依据。

References

- [1] Rappaport T S, Xing Y, Kanhere O, et al. Wireless communications and applications above 100 GHz: opportunities and challenges for 6g and beyond [J]. *IEEE Access*, 2019, **7**:78729–78757.
- [2] Elayan H, Amin O, Shihada B, et al. Terahertz band: the last piece of RF[J]. *IEEE Open Journal of The Communications Society*, 2020, **1**:1–32.
- [3] Xia F, Wang H, Xiao D, et al. Two-dimensional material nanophotonics[J]. *Nature Photonics*, 2014, **8**:899.
- [4] Bao Q, Zhang H, Wang Y, et al. Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers [J]. *Advanced Functional Material*, 2009, **19**:3077.
- [5] Yao B, Liu Y, Huang S W, et al. roadband gate-tunable terahertz plasmons in graphene heterostructures[J]. *Nature Photonics*, 2018, **12**: 22.
- [6] Yao B, Huang S W, Liu Y, et al. Gate-tunable frequency combs in graphene-nitride microresonators [J]. *Nature*, 2018, **558**:410.
- [7] Tanh K Z, Su Y, Qin M, et al. Dynamically tunable coherent perfect absorption and transparency in Dirac semimetal metasurface[J]. *Optical Materials Express*, 2019, **9**:3649–3656.
- [8] Zhang Y, Lv J, Que L, C, et al. A double-band tunable perfect terahertz metamaterial absorber based on Dirac semimetals [J]. *Results in Physics*, 2019, **15**: 102773–102781.
- [9] Meng W W, Que L C, Lv J, et al. A triple-band terahertz metamaterial absorber based on buck Dirac Semimetals [J]. *Results in Physics*, 2019, **14**:102461–102467.
- [10] Liu G D, Zhai X, Meng H Y, et al. Dirac semimetals based tunable narrowband absorber at terahertz frequencies [J]. *Optics Express*, 2018, **26**:11471–11480.
- [11] Fang P P, Shi X W, Liu C, et al. Single- and dual-band convertible terahertz absorber based on bulk Dirac semimetal [J]. *Optics Communication*, 2020, **462**: 125333–12539.
- [12] Chen L L, Song Z Y. Simultaneous realizations of absorber and transparent conducting metal in a single metamaterial [J]. *Optics Express*, 2020, **28**:6565–6571.
- [13] Zhou L, Liang J Y, Hu M, et al. Enhanced luminous transmittance of thermochromic VO_2 thin film patterned by SiO_2 nanospheres [J]. *Applied Physics Letter*, 2017, **110**: 193901–193903.
- [14] Zhao J X, Song J L, Zhou Y, et al. Multi-functional vanadium dioxide integrated metamaterial for terahertz wave manipulation [J]. *Chinese physics B*, 2020, **29**: 094205–094209.
- [15] Ran L J, Jun W M, Hu M, et al. Fabrication of VO_2 thin film by rapid thermal annealing in oxygen atmosphere and its metal-insulator phase transition properties [J]. *Chinese physics B*, 2020, **23**:076801–076804.
- [16] Liu Y N, Weng X L, Zhang P, et al. Ultra-broadband infrared metamaterial absorber for passive radiative cooling [J]. *Chinese Physics Letter*, 2021, **38**:034201–034204.
- [17] Nouman M T, Hwang J H, Faiyaz M, et al. Vanadium dioxide based frequency tunable metasurface filters for realizing reconfigurable terahertz optical phase and polarization control [J]. *Optics Express*, 2018, **26**: 12922–12929.
- [18] Wahlstrand J K, Heilweil E J. Contactless THz-based bulk semiconductor mobility measurements using two-photon excitation [J]. *Optics Express*, 2018, **26**: 29848–29853.
- [19] Li Z X, Wang T L, Qu L F, et al. Design of bi-tunable triple-band metamaterial absorber based on Dirac semimetal and vanadium dioxide [J]. *Optical Materials Express*, 2020, **10**:1941–1950.
- [20] Ban S H, Meng H Y, Zhai X, et al. Tunable triple-band and broadband convertible metamaterial absorber with bulk Dirac semimetal and vanadium dioxide [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2021, **54**:174001–174004.
- [21] Cao M Y, Wang T L, Li L, et al. Tunable bifunctional polarization-independent metamaterial device based on Dirac semimetal and vanadium dioxide [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2020, **37**: 1340–1349.
- [22] Kang W J, Gao Q G, Dai L L, et al. Dual-controlled tunable terahertz coherent perfect absorption using Dirac semimetal and vanadium dioxide [J]. *Results in Physics*, 2020, **19**:103688–103693.
- [23] Wang T L, Zhang H Y, Zhang Y P, et al. A bi-tunable switchable polarization-independent dual-band metamaterial terahertz absorber using VO_2 and Dirac semimetal [J].

- Results in Physics*, 2020, **19**:103484–103487.
- [24] Hu B J, Huang M, Li P, *et al.* Dynamically dual-tunable dual-band to four-band metamaterial absorbers based on bulk Dirac semimetal and vanadium dioxide [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2022, **39**:383–391
- [25] Liu M, Kang W, Zhang Y, *et al.* Dynamically controlled terahertz coherent absorber engineered with VO₂-integrated Dirac semimetal metamaterials [J]. *Optics Communication*, 2022, **503**:127443
- [26] Kotov O V, Lozovik Y E. Dielectric response and novel electromagnetic modes in three-dimensional Dirac semimetal films [J]. *Physical Review B*, 2016, **93**:235417–235421.
- [27] Zhou J, Chang H R, Xiao D, *et al.* Plasmon mode as a detection of the chiral anomaly in Weyl semimetals [J]. *Physical Review B*, 2015, **91**:035114–035117.
- [28] Lv M, Zhang S. Dielectric function, Friedel oscillation and plasmons in Weyl semimetal [J]. *International Journal of Modern Physics B*, 2013, **27**:1350177–1350179.
- [29] Zhao J X, Song J L, Zhou Y, *et al.* Tunable multiple plasmon-induced transparency in a simple terahertz Dirac semimetal based metamaterial [J]. *Optical Materials Express*, 2019, **9**:3325–3332.
- [30] Wang Q, Wang X L, Zhang L W, *et al.* Tunable defect modes of one-dimensional photonic crystals containing a Dirac semimetal-based metamaterial defect layer [J]. *Applied Optics*, 2019, **58**:94–101.
- [31] Zhang Z J, Yang J B, Han Y X, *et al.* Actively tunable terahertz electromagnetically induced transparency analogue based on vanadium-oxide-assisted metamaterials [J]. *Applied Physics A*, 2020, **126**:1–11.
- [32] Zhao X J, Song L J, Zhou Y, *et al.* Multi-functional vanadium dioxide integrated metamaterial for terahertz wave manipulation [J]. *Chinese physics B*, 2020, **29**:094205.
- [33] He X, Yao Y, Zhu Z, *et al.* Active graphene metamaterial absorber for terahertz absorption bandwidth, intensity and frequency control [J]. *Optical Materials Express*, 2018, **8**:1031.
- [34] Huang H, Xia H, Xie W, *et al.* Design of broadband graphene-metamaterial absorbers for permittivity sensing at mid-infrared regions [J]. *Scientific Report*, 2018, **8**:4183.
- [35] Smith D R, Vier D C, Koschny T, *et al.* Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials [J]. *Physical Review E*, 2005, **71**:036617.