

基于氮化钛和二氧化钛的超宽带太阳能吸收器

张晨¹, 薛文瑞^{1*}, 陈岳飞¹, 张敬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 设计了一种基于耐火材料氮化钛(TiN)和二氧化钛(TiO₂)的光栅型超宽带太阳能吸收器,采用有限元方法研究了其吸收特性,并分析了其结构参数、工作波长和入射角度对吸收性能的影响。结果表明:通过调整结构参数,可以有效地控制其吸收特性。当波长为500~2000 nm,入射角度为0°~75°时,吸收效率可以达到80%以上,所设计的吸收器表现出了超宽带吸收的特性。单元结构的顶层采用半球形结构,可以提高吸收器的平均吸收率。所设计的吸收器在热光伏等方面有潜在的应用前景。

关键词 表面光学; 光栅; 吸收器; 磁激元; 可见光; 近红外波段

中图分类号 O431

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.2124002

Ultra-Broadband Solar Absorber Based on Titanium Nitride and Titanium Dioxide

Zhang Chen¹, Xue Wenrui^{1*}, Chen Yuefei¹, Zhang Jing¹, Li Changyong^{2,3}

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

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

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

Abstract A grating-type ultra-wide-band solar absorber was designed based on the refractory titanium nitride (TiN) and titanium dioxide (TiO₂). The absorption characteristics of this absorber were studied using the finite element method and the effects of its structural parameters, working wavelength and incident angle on its absorption performance were analyzed. The results show that the absorption characteristics can be effectively controlled by adjusting the structural parameters. In the wavelength range of 500–2000 nm and the incident angle range of 0°–75°, the absorption efficiency is larger than 80%, indicating that the designed absorber possesses the characteristic of ultra-broadband absorption. In addition, the top layer of the unit structure adopts a hemispherical structure, which can increase the average absorption rate of the absorber. The absorber designed in this paper has a potential application prospect in the thermo-photovoltaic and other fields.

Key words optics at surfaces; grating; absorber; magnetic polariton; visible light; near-infrared band

OCIS codes 240.6680; 350.2450; 050.2770

1 引 言

电磁吸收器是一种能有效吸收特定波长的电磁波并将其转化为其他形式能量的装置^[1],由不同的介质或谐振器组成,吸收性能主要取决于其结构、材料和吸收机理。电磁吸收器在太阳能收集^[2]、传感^[3]、探测^[4]和电磁隐身^[5]等方面有潜在的应用前

景。电磁吸收器通常通过激发复杂结构的多种响应来吸收特定波长的电磁波,结构的复杂程度与加工工艺息息相关。典型的电磁吸收器的结构一般为“金属-绝缘体-金属”(MIM)三层结构,通常在结构表面分布着周期性排列的金属微结构谐振单元,并通过绝缘层与底部金属平板隔开。在MIM结构中,可以采用不同的金属结构,如光栅型、薄膜型、圆

收稿日期: 2020-04-07; 修回日期: 2020-06-27; 录用日期: 2020-07-15

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: wrxue@sxu.edu.cn

盘型和柱型等。通过对结构几何参数的优化,这些吸收器可以在多个波段具有宽带吸收的特性。同时,材料的固有吸收能力在很大程度上影响吸收器的吸收效率。应用于典型的吸收器的吸波材料有金属材料、半导体材料、新型材料和电介质材料等,这些材料利用自身的光学特性能使吸收器对入射电磁波得到最大程度的损耗吸收。为了使电磁吸收器产生更强的吸收效应,多种吸收机制相继被提出,典型的物理机制是磁激元(MPs)共振^[6]、表面等离子激元(SPPs)共振^[7]、法布里-珀罗腔(FP)共振^[8]和导模共振^[9]等。

太阳能吸收器是电磁吸收器的一种,它可以将太阳能转化成其他形式的能量。Rephaeli等^[10]设计了一种基于钨材料的金字塔阵列型太阳能吸收器,其在太阳光谱范围内可以实现几乎完全吸收的效果;Chester等^[11]设计了一种基于四层钨硅金属陶瓷材料的太阳能吸收器,其在400 K工作环境下的热传递效率为84.3%;Zhou等^[12]通过将金纳米粒子自组装到三维多孔氧化铝模板上,制作了一种太阳能吸收器,其在太阳光谱范围内的吸收率达到99%;Wang等^[13]设计了一种以金字塔纳米结构为单元结构的太阳能吸收器,其在300~2400 nm波长范围内的吸收率大于99.9%;Ye等^[14]提出了一种由钨球阵列和钨光栅结构组成的太阳能吸收器,其在300~1777 nm波段内的吸收率大于95%;Liu等^[15]设计了一种基于Ti和Si的宽带太阳能吸收器,在太阳光谱范围内产生了高达94.7%的平均吸收。但是,基于传统材料的太阳能吸收器存在吸收材料化学稳定性和热稳定性差等问题。而基于谐振器结构的吸收器,单元结构的面积限制了谐振器的数量。因此,需要对太阳能吸收器进行进一步的改进。

氮化钛(TiN)是一种新型耐火材料,其熔点高达2930℃,并且具有良好的高温耐久性,在可见光至近红外线波段范围内能激发表面等离子体共振^[16]。二氧化钛(TiO₂)也是一种新型耐火材料,其熔点高达1870℃,在可见光至近红外线波段范围内表现为普通的电介质^[17]。2014年,Li等^[18]通过实验验证了TiN在高温和激光照射条件下具有很好的热稳定性和化学稳定性。2015年,Wang等^[19]设计了一种基于TiN纳米盘阵列的吸收器,结果显示,在400~700 nm内电磁波被完全吸收。2017年,Catellani等^[20]解释了TiN在可见光范围内的主要特征,并讨论了TiN在不同介电材料表面时等离

激元的形成及其稳定性。2018年,Huo等^[21]提出了一种基于TiN纳米锥阵列的宽带吸收器,实现了高达99.6%的平均宽带吸收,并在波长为400~1500 nm的范围内表现出与偏振无关的完美吸收。上述吸收器都应用了TiN耐火材料,虽然解决了吸收器在高温环境中的应用问题,但吸收带宽都受到了很大的限制,不能全面覆盖太阳能辐射光谱。

本文设计了一种基于TiN和TiO₂材料的单元结构为金字塔形^[22]的超宽带太阳能吸收器。利用有限元法,分析其结构参数、工作波长和入射角度对吸收性能的影响。通过调整结构参数来控制吸收特性,实现超宽带吸收。

2 结构模型及计算方法

本文设计的吸收器是一种光栅型吸收器,它由在水平方向呈周期性排列的金字塔形单元结构组成,图1为其单元结构示意图。单元结构自下而上由L个宽度呈线性递减的TiN/TiO₂复合层构成,最顶层中的TiN采用了半球结构。该结构的制作方法可参照文献^[23]。如图1所示,复合层顶层的宽度为W₁,底层宽度为W₂。除最顶层外,复合层的上层是高度为h₁的TiN层。复合层的下层是高度为h₂的TiO₂层。单元结构最底层为厚度为d的钨(W)层,用来防止电磁波的透射。经过计算可知,钨层的厚度d=100 nm时,可达到零透射的效果。计算时,结构顶部和底端均设置了端口,分别为Port 1和Port 2,左右两个边界满足周期性边界条件(PBC),其周期为P。横磁型(TM)电磁波以α角度入射到结构上。

在所设计的单元结构中,钨材料的介电常数ε_w遵循德鲁德-洛伦兹模型^[24],即

$$\epsilon_w = 1 - \frac{f_0 \omega_p^2}{\omega(\omega - i\Gamma_0)} + \sum_{i=1}^m \frac{f_i \omega_p^2}{\omega_i^2 - \omega^2 + i\Gamma_i \omega}, \quad (1)$$

式中:ω_p为等离子体振荡频率,且ω_p=1.4421×10¹⁶ rad/s;f₀和Γ₀分别为德鲁德振子的强度和阻尼系数;ω为频率;f_i、ω_i和Γ_i分别为洛伦兹振子的强度、频率和阻尼系数;i为振荡器编号;m为振荡器总个数。具体参数如表1所示。

TiN的介电常数ε_{TiN}遵循德鲁德-洛伦兹模型^[25]:

$$\epsilon_{\text{TiN}} = \epsilon_b - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega(\omega + i\gamma_p)} + \frac{f'\omega'^2}{(\omega'^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_1)}, \quad (2)$$

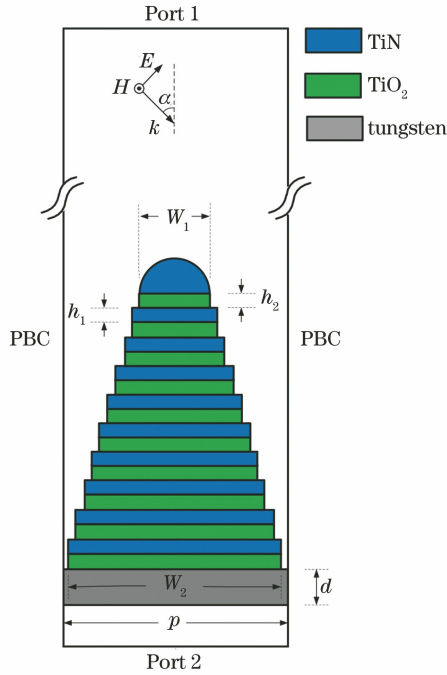


图 1 吸收器单元结构示意图

Fig. 1 Schematic of unit structure of absorber

表 1 钨材料介电常数表达式中的参数

Table 1 Parameters in expression of permittivity of tungsten materials

i	ω_i/eV	f_i/eV	Γ_i/eV
1	1.004	0.054	0.530
2	1.917	0.166	1.281
3	3.580	0.706	3.332
4	7.498	2.509	5.836

式中:核电子的极化响应 $\epsilon_b = 4.855$; ω_{pl} 为等离子体频率,其大小等于 7.9308 eV; γ_p 为 Drude 阻尼参数,其大小等于 0.1795 eV; f' 为振子的强度,其大小等于 3.2907; ω' 为跃迁频率,其大小等于 4.2196 eV; γ_1 为 Lorentz 阻尼参数,其大小等于 2.0341 eV。

TiO₂ 的介电常数与频率的关系式^[26]为

$$\epsilon_{\text{TiO}_2} = \epsilon'_\infty + \frac{(\epsilon_s - \epsilon'_\infty)\omega_t^2}{\omega_t^2 - \omega^2 + i\Gamma'_0\omega}, \quad (3)$$

式中:高频介电常数 $\epsilon'_\infty = 2.83$; ϵ_s 为振子强度,其大小等于 4.07; ω_t 为振荡频率,其大小等于 4.39 eV; Γ'_0 为振子阻尼系数,其大小等于 0.20 eV。

以不同角度入射的 TM 波在光栅的作用下会发生反射和透射,通过有限元方法进行模拟,可得到吸收器的电磁响应,由 S 参数可得到反射率、透射率和吸收率。反射率为 $R(\omega) = |S_{11}|^2$, 透射率为 $T(\omega) = |S_{21}|^2$, 其中 S_{11} 为反射系数, S_{21} 为透射系

数。吸收器的吸收率可表示为 $A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega)$, 其中,由于底板的防透射性, $T(\omega)$ 基本为 0。在计算时,将 Port 1 设置为入射端口和反射端口, Port 2 设置为透射端口,并且每个端口分别配置两个衍射级,以匹配 0 级和 ± 1 级的衍射效应。单元结构的左右边界采用周期性边界条件。自由剖分三角形网格的最大单元尺寸设置为 30 nm, 最小单元尺寸为 4.11 nm, 以保证解的高精度性。

3 吸收特性

通过大量的模拟运算以及对各个结构参数的优化,发现当 h_1 在 40~80 nm 范围内, h_2 在 25~40 nm 范围内, W_1 在 20~80 nm 范围内, W_2 在 200~240 nm 范围内, P 在 210~300 nm 范围内时,吸收器的吸收效果相对较好。本文选取该吸收器具有最佳吸收效果时的参数为优化参数: $h_1 = 45$ nm, $h_2 = 30$ nm, $W_1 = 70$ nm, $W_2 = 210$ nm, $P = 240$ nm, $L = 10$ 。在此优化参数条件下,吸收器的吸收率随波长以及入射角度的变化如图 2 所示。从图 2 中可以看出,当波长为 500~2000 nm, 入射角度为 $0^\circ \sim 75^\circ$ 时,吸收器的吸收率可以保持在 80% 以上。

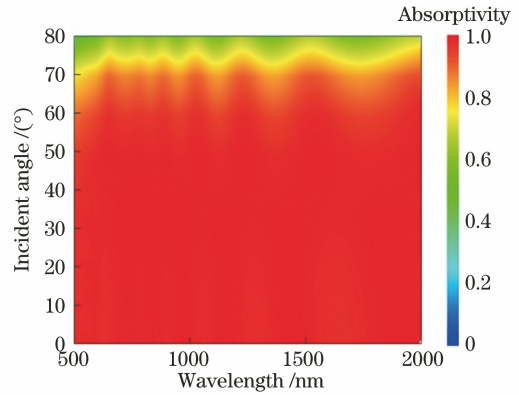


图 2 吸收率随波长和入射角度的变化

Fig. 2 Absorptivity as functions of incident angle and wavelength

为了说明宽带吸收的机制,图 3 给出了入射光波长分别为 740, 1000, 1980 nm 时单元结构中归一化的磁场强度分布,其中 x 和 y 分别表示单元结构水平方向和垂直方向的尺寸。从图 3 中可以看出,当入射光波长较短时,磁场主要分布在单元结构顶部的多个相邻的复合层中。当入射光波长较长时,磁场主要分布在单元结构底部的多个相邻的复合层中。因为在 500~2000 nm 的波段范围内, TiN 表现为类金属材料, TiO₂ 表现为普通电介质材料,所以单元结构中的 TiN/TiO₂/TiN 复合层就构成了

MIM 结构,这是激发磁激元^[6]的物理基础。在所设计的单元结构中,复合层的宽度从上至下增大,而磁激元的激发波长与单元结构中复合层的宽度有一定

的关系,所以当波长增加时,磁激元在单元结构中所处的位置逐渐下移。多个复合层宽度对应多个磁激元激发波长,因此可以实现宽带吸收。

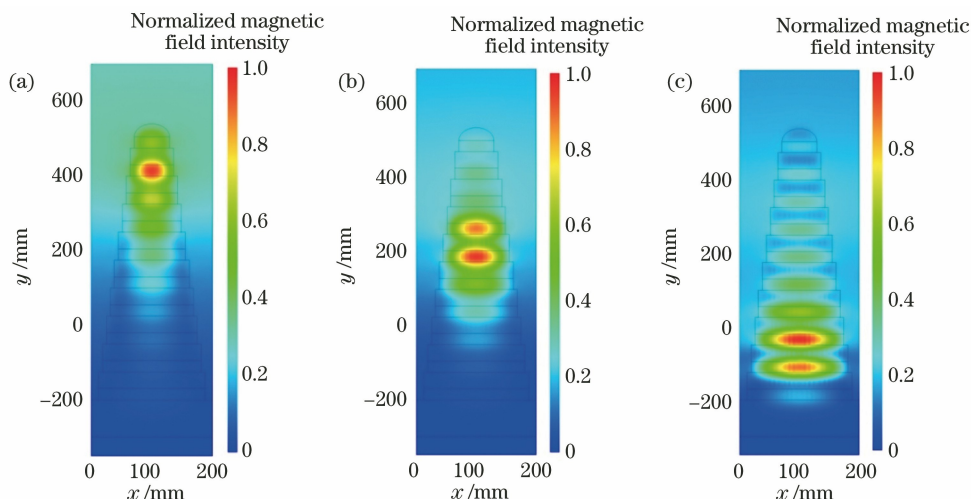


图3 不同入射光波长下单元结构中的磁场强度分布。(a) 740 nm;(b) 1000 nm;(c) 1980 nm

Fig. 3 Magnetic field distributions in unit structure under different incident wavelengths.

(a) 740 nm; (b) 1000 nm; (c) 1980 nm

考虑到结构参数会对吸收器的吸收率产生影响,我们通过改变各个几何参数来观察吸收率的变化。下面来说明结构参数的变化对吸收率的影响。

在保持其他参数不变的条件下,仅改变 TiN 的厚度 h_1 时,其对应的吸收曲线如图 4(a) 所示。从图 4(a) 中可以看出,相比于优化值 $h_1 = 45$ nm 而言,当 $h_1 = 20$ nm 时,吸收曲线在波长为 500 ~ 600 nm 时出现明显的下滑。当 $h_1 = 130$ nm 时,吸收曲线分别在 950, 1250, 1900 nm 处有不同程度的下降。这些现象可以利用单元结构对入射电磁场的局域能力进行解释。计算表明,当 TiN 厚度过小或者过大时,复合层局域电磁场的能力下降,从而导致吸收率降低。

在仅改变 TiO₂ 厚度 h_2 的条件下对应的吸收曲线如图 4(b) 所示。从图 4(b) 中可以看出,相比于优化值 $h_2 = 30$ nm 而言,当 h_2 取值为 15 nm 时,吸收曲线会在 700 nm 处出现窄带低吸收区。当 h_2 增加为 70 nm 时,吸收曲线在波长大于 1400 nm 的范围内出现下滑趋势。这些现象可以利用结构对入射电磁场的局域能力进行解释。计算表明,当 TiO₂ 厚度过小或者过大时,复合层局域电磁场的能力下降,从而导致吸收率降低。

在仅改变顶层宽度 W_1 的条件下对应的吸收曲线如图 4(c) 所示。当 W_1 较大时,单元结构整体上趋近于矩形结构,包含的复合层的宽度趋近于一致。由于顶层宽度过宽,短波长磁激元的激发比较困难,

吸收曲线在波长为 500 ~ 900 nm 的波段内出现一个波谷,吸收率相对较低。随着 W_1 值的减小,单元结构整体上趋近于金字塔结构,包含许多不同宽度的复合层,所对应的磁激元激发波长增多,所以吸收带宽反而会增大。 $W_1 = 20$ nm 的吸收曲线与优化曲线基本保持一致,但由于其值较小,制作工艺无法满足,本文选取 W_1 的值为 70 nm。

在仅改变底层宽度 W_2 的条件下对应的吸收曲线如图 4(d) 所示。当 W_2 较小时,单元结构整体上趋近于矩形结构,包含的复合层的宽度趋近于一致。底层宽度过窄,无法实现长波长磁激元的有效激发,导致波长大于 1500 nm 处的吸收曲线不断下降,吸收带宽减小;当 W_2 取值增大时,单元结构整体上趋近于金字塔结构,包含许多不同宽度的复合层,所对应的磁激元激发波长增多,吸收带宽也随之增大。当 $W_2 = 238$ nm 时,其吸收曲线相比于优化曲线有略微的下滑,由于此值接近于周期值,考虑到制作工艺的限制,本文选取 W_2 为 210 nm。

在仅改变周期 P 的条件下对应的吸收曲线如图 4(e) 所示。与优化值 $P = 240$ nm 对应的吸收曲线相比,当 P 减小到 212 nm 时,吸收曲线在大于 1700 nm 的波长范围内有所下降。当 P 增大到 420 nm 时,周期增大,单元结构表面磁响应面积的占比减少,阻碍了结构体对电磁波的吸收,吸收曲线在 500 ~ 800 nm 范围内下降较明显。这些现象可以利用相邻单元结构之间的相互耦合进行解释。计

算表明,当周期 P 过小或者过大时,相邻单元结构之间的耦合能力下降,局域电磁场的能力下降,从而导致吸收率降低。

在仅改变层数 L 的条件下对应的吸收曲线如图 4(f)所示。当 $L=6$ 时,垂直方向上分布的不同宽度的复合层数较少,单元结构激发不同波长磁激元的能力减小,导致吸收曲线在 900 nm 处和 1300 nm 处出现波谷,在大于 1600 nm 的波长范围

内吸收率不断下降。随着 L 值的增大,结构体逐渐呈现出金字塔形,垂直方向上分布的不同宽度的复合层数逐渐增多,单元结构激发不同波长磁激元的能力变强,吸收率和吸收带宽也不断增大。 $L=14$ 和 $L=18$ 的吸收曲线与 $L=10$ 的吸收曲线基本保持一致,吸收率都保持在 97% 以上,但考虑到材料成本以及制造工艺等因素,本文选取 L 为 10。

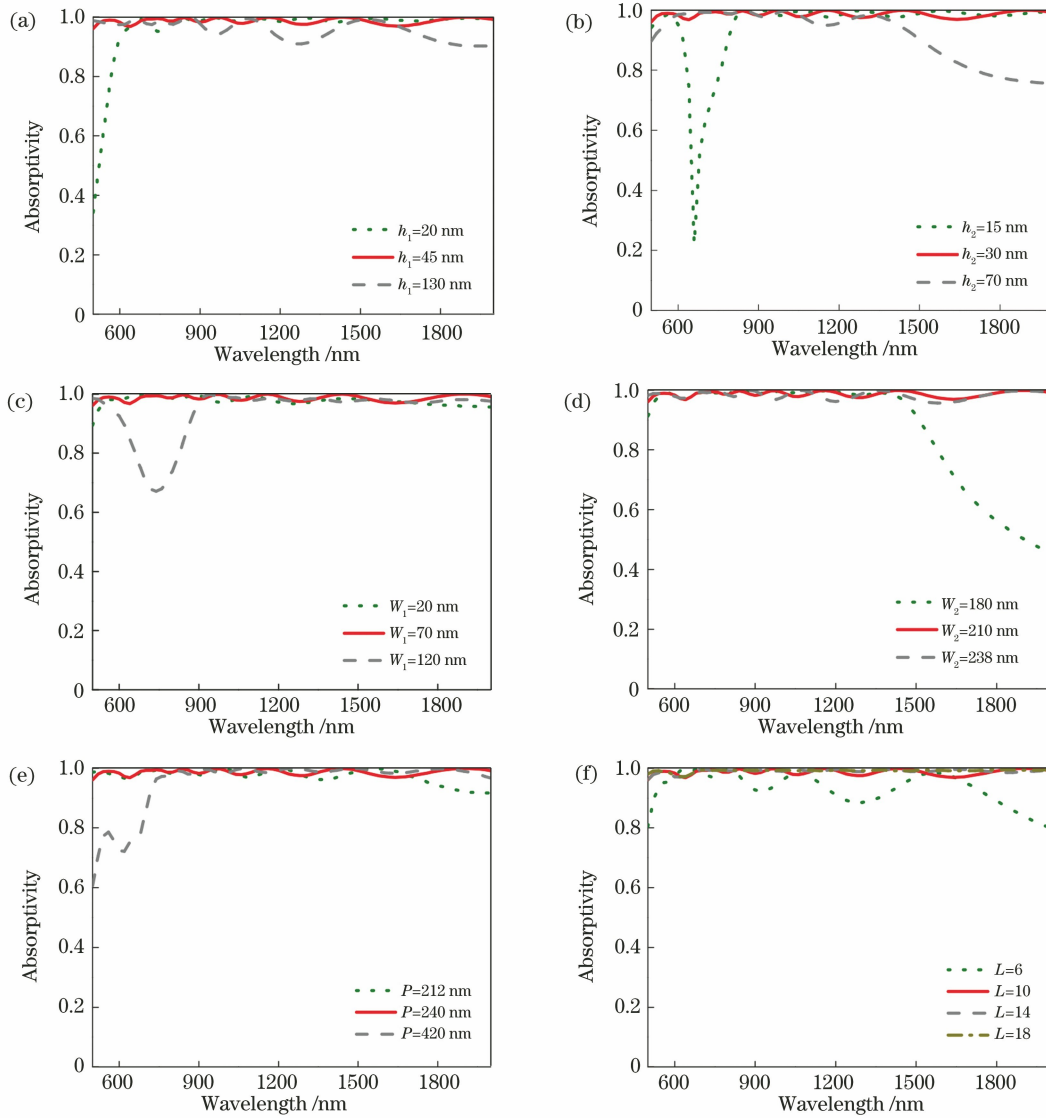


图 4 改变结构的几何参数时吸收率与入射波长的关系。(a) h_1 ; (b) h_2 ; (c) W_1 ; (d) W_2 ; (e) P ; (f) L

Fig. 4 Relationship between absorptivity and incident wavelength when geometric parameters of structure are changed.

(a) h_1 ; (b) h_2 ; (c) W_1 ; (d) W_2 ; (e) P ; (f) L

为了研究顶层 TiN 结构对吸收器吸收性能的影响,本文选用了宽度等于半球形直径且厚度等于半球形半径的平板结构与半球形结构进行对比。图 5 给出了 0° 入射时,顶层为平板结构和半球形结构的吸收曲线的对比图,图中插入了对应的单元结构

及其顶部的磁场分布。从图 5 可以看出,当顶层结构设置为平板结构时,吸收曲线在 700 nm 处会出现一个波谷,吸收率有所下降;而采用半球形结构时,吸收曲线在 500~2000 nm 的波长范围内基本保持稳定,平均吸收率达到 98.7% 以上。因为当波

长为 700 nm 时,磁激元主要集中在单元结构的顶部位置。当采用平板结构时,结构顶部的磁场强度分布相对较弱,对入射光波的吸收相对较弱。当采用半球形结构时,结构顶部的磁场强度分布明显增强,对入射光波的吸收明显增强。可见半球形顶层结构优于平板形顶层结构。

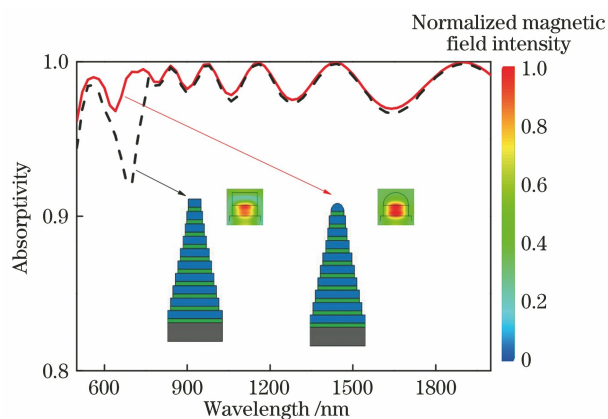


图 5 改变顶层结构形状时吸收率与入射波长的关系
Fig. 5 Relationship between absorptivity and incident wavelength when shape of top layer is changed

4 结 论

设计了一种基于耐高温材料 TiN 和 TiO₂ 的光栅型吸收器,其由在水平方向呈周期性排列的金字塔形组成。为了适应高温,底板采用了金属钨材料。利用有限元方法计算了吸收器的吸收特性,分析了 TiN 层厚度 h_1 、TiO₂ 层厚度 h_2 、顶层宽度 W_1 、底层宽度 W_2 、周期 P 及层数 L 对吸收器吸收率的影响。计算结果表明,结构参数的改变会对吸收率产生一定的影响,在选用优化参数 ($h_1 = 45$ nm, $h_2 = 30$ nm, $W_1 = 70$ nm, $W_2 = 210$ nm, $P = 240$ nm 及 $L = 10$) 的条件下,当入射波长为 500~2000 nm,入射角度为 $0^\circ \sim 75^\circ$ 时,吸收率达到了 80% 以上。磁激元的激发使得该吸收器在可见近红外波段内具有良好的吸收效果。研究成果对光吸收器的设计 and 应用有一定的指导意义。

参 考 文 献

- [1] Liu Z Q, Liu G Q, Huang Z P, et al. Ultra-broadband perfect solar absorber by an ultra-thin refractory titanium nitride meta-surface [J]. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2018, 179: 346-352.
- [2] 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.

- [3] 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.
- [4] Knight M W, Sobhani H, Nordlander P, et al. Photodetection with active optical antennas [J]. *Science*, 2011, 332(6030): 702-704.
- [5] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. Perfect metamaterial absorber [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(20): 207402.
- [6] 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.
- [7] Fang Z Y, Wang Y M, Liu Z, et al. Plasmon-induced doping of graphene [J]. *ACS Nano*, 2012, 6(11): 10222-10228.
- [8] 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.
- [9] Gao W L, Shu J, Qiu C Y, et al. Excitation of plasmonic waves in graphene by guided-mode resonances [J]. *ACS Nano*, 2012, 6(9): 7806-7813.
- [10] Rephaeli E, Fan S H. Tungsten black absorber for solar light with wide angular operation range [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(21): 211107.
- [11] Chester D, Bermel P, Joannopoulos J D, et al. Design and global optimization of high-efficiency solar thermal systems with tungsten cermet [J]. *Optics Express*, 2011, 19(S3): A245-A257.
- [12] Zhou L, Tan Y L, Ji D X, et al. Self-assembly of highly efficient, broadband plasmonic absorbers for solar steam generation [J]. *Science Advances*, 2016, 2(4): e1501227.
- [13] Wang Z L, Zhang Z M, Quan X J, et al. A perfect absorber design using a natural hyperbolic material for harvesting solar energy [J]. *Solar Energy*, 2018, 159: 329-336.
- [14] Ye Q, Chen M J, Cai W H. Numerically investigating a wide-angle polarization-independent ultra-broadband solar selective absorber for high-efficiency solar thermal energy conversion [J]. *Solar Energy*, 2019, 184: 489-496.
- [15] Liu Z Q, Tang P, Liu X S, et al. Truncated titanium/semiconductor cones for wide-band solar absorbers [J]. *Nanotechnology*, 2019, 30(30): 305203.

- [16] Guler U, Ndukaife J C, Naik G V, et al. Local heating with lithographically fabricated plasmonic titanium nitride nanoparticles [J]. *Nano Letters*, 2013, 13(12): 6078-6083.
- [17] Diebold U. The surface science of titanium dioxide [J]. *Surface Science Reports*, 2003, 48(5/6/7/8): 53-229.
- [18] Li W, Guler U, Kinsey N, et al. Plasmonics: refractory plasmonics with titanium nitride: broadband metamaterial absorber [J]. *Advanced Materials*, 2014, 26(47): 7921.
- [19] Wang J G, Zhang W L, Zhu M P, et al. Broadband perfect absorber with titanium nitride nano-disk array [J]. *Plasmonics*, 2015, 10(6): 1473-1478.
- [20] Catellani A, Calzolari A. Plasmonic properties of refractory titanium nitride [J]. *Physical Review B*, 2017, 95(11): 115145.
- [21] Huo D W, Zhang J W, Wang Y C, et al. Broadband perfect absorber based on TiN-nanocone metasurface [J]. *Nanomaterials*, 2018, 8(7): 485.
- [22] 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.
- [23] Ding F, Cui Y X, Ge X C, et al. Ultra-broadband microwave metamaterial absorber [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(10): 103506.
- [24] Minissale M, Pardanaud C, Bisson R, et al. The temperature dependence of optical properties of tungsten in the visible and near-infrared domains: an experimental and theoretical study [J]. *Journal of Physics D*, 2017, 50(45): 455601.
- [25] Naik G V, Schroeder J, Ni X J, et al. Titanium nitride as a plasmonic material for visible and near-infrared wavelengths [J]. *Optical Materials Express*, 2012, 3(10): 1658-1659.
- [26] 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.