

宽波段纳米超材料太阳能吸收器的设计及其吸收特性

朱 路, 王 杨, 熊 广, 刘媛媛*, 岳朝政

华东交通大学信息工程学院, 江西 南昌 330013

摘要 在纳米偶极子等效电路的基础上, 结合多层波导与谐振腔结构, 设计了一种高吸收率、宽波段的纳米超材料太阳能吸收器。该吸收器的单元结构是由双六边形超材料纳米柱与 Si 圆环柱组成, 其中 Si 圆环中镶嵌了 8 个微型 Au 纳米圆柱。采用时域有限差分方法分析了纳米超材料吸收器在宽波段、不同偏振状态的入射光以及大角度入射光下的吸收特性。数值分析表明, 该吸收器的吸收波段主要集中在 400~1500 nm, 其平均吸收率可以达到 94%。不同偏振状态的入射光对吸收器的吸收率影响较小, 且在 $\pm 60^\circ$ 大入射角度时该吸收器的平均吸收率仍可达 90%。该吸收器宽波段的高吸收率是由慢波效应与局域表面等离子体共振的共同作用引起的。

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 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0923001

Design and Absorption Characteristics of Broadband Nano-Metamaterial Solar Absorber

Zhu Lu, Wang Yang, Xiong Guang, Liu Yuanyuan, Yue Chaozheng

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

Abstract Based on the equivalent circuit of nanodipole, combine the multi-layer waveguide and resonator structure, a nano-metamaterial solar absorber with high absorptivity and broadband is designed. The unit structure of the absorber is composed of a double hexagonal metamaterial nanocolumnar and a silicon ring, in which the silicon ring is fitted with eight miniature Au nanocolumns. The finite difference time domain method is used to analyze the absorption characteristics of the metamaterial solar absorber in broadband, different-polarized incident light and large-angle incident light. The numerical analysis shows that the absorption band of the absorber is mainly concentrated at 400-1500 nm, and the average absorption rate can reach 94%. The incident light of different polarization states has little effect on the absorptivity of the absorber and the average absorptivity of the absorber can reach 90% at a big incidence angle of $\pm 60^\circ$. The high absorptivity of the broadband of the absorber is attributed to the synergetic effect of the slow-wave effect and localized surface plasmon resonance.

Key words optical devices; metamaterial; absorber; broadband; absorptivity

OCIS codes 230.0250; 160.3918; 350.2450; 250.5403; 300.1030

1 引 言

超材料是一种人工复合结构或复合材料^[1], 因其具有独特的电磁特性引起了广泛关注^[2]。超材料的电磁特性主要取决于人工设计的单元结构, 这对电磁场的控制和传播具有重要意义^[3-5]。根据有效媒质理论^[6], 当结构单元的特征长度小于入射波长的十分之一时, 超材料的电磁特性主要由介电常数 ϵ 和磁导率 μ 两个宏观的电磁参数表征。可以通过调节超材料结构的几何参数、形状等来改变电磁参数, 从而实现对其电

收稿日期: 2017-04-21; 收到修改稿日期: 2017-05-11

基金项目: 国家自然科学基金(31101081, 61162015)、江西省自然科学基金(20161BAB202061)、江西省科技支撑项目(20151BBE50095)

作者简介: 朱 路(1976—), 男, 博士, 副教授, 主要从事纳米天线、微波辐射成像等方面的研究。

E-mail: luyuanwanwan@163.com

* 通信联系人。E-mail: lyy.78@163.com

磁特性的调控。由于这种独特的电磁特性,超材料已经被应用于吸收器的设计,并且实现了对特定频段电磁波的完美吸收。电磁波完全吸收器的机理是通过调节器件的物理尺寸及材料参数,使入射电磁波的电磁分量产生耦合,从而对入射到吸收器特定频带内的电磁波实现接近 100% 的吸收^[7]。

文献[7]设计了一种基于超材料的微波完全吸收器,其在 11.6 GHz 频段下具有高达 99% 的完美吸收特性。目前,在文献[7]研究基础上,文献[8-16]设计了不同结构的完全吸收器,并将微波段扩展到太赫兹频段、可见光频段、近红外频段等。文献[8]提出的超材料吸收器,在 1.3 THz 处吸收率为 70%。文献[9]设计的宽角度太赫兹波段吸收器,垂直入射时其吸收率达 99.7%,入射角度在 70° 时其吸收率仍保持在 80% 以上。文献[10]提出的电磁波单向吸收器在特定波长(409.725 nm)时,实现了电磁波的完全吸收。然而,上述吸收器虽然具有较高的吸收率,但吸收波段较窄,限制了其应用。文献[11-12]设计了一种开口谐振环三频超材料吸收器,这种吸收器在 4.06, 6.73, 9.22 GHz 分别实现了 99%, 93% 和 95% 的吸收率。文献[13]提出的锯齿型超材料吸收器实现了在近红外与远红外波段下的高效率吸收。此外,文献[14-15]设计了多层结构的纳米环与纳米柱超材料吸收器,在 400~700 nm 波段下的平均吸收率也均可达到 95%。文献[16]设计的四扇环超材料吸收器在 214~500 nm 波段下的吸收率均可达到 95%。然而,这些吸收器通常只吸收可见光或红外光,吸收波段不宽。文献[17]研究表明,太阳能量辐射光谱包括紫外线、可见光及红外光,这三种光谱分别约占太阳辐射到地面能量的 9%、46%、45%,其中可见光与红外波段下的能量分别主要集中在 400~750 nm 波段与 750~1500 nm 波段。因此,研究可见光和近红外光的宽波段(400~1500 nm)能量吸收,对太阳能的开发与利用是非常有意义的。

本文在纳米偶极子等效电路的基础上,结合多层波导与谐振腔结构,提出了一种高吸收率、宽波段的纳米超材料太阳能吸收器(以下简称为纳米超材料吸收器)。该吸收器能同时高效吸收可见光与近红外光波段(400~1500 nm)的能量。采用时域有限差分(FDTD)方法分析了纳米超材料吸收器在宽波段、不同偏振状态的入射光、大角度入射光下的吸收特性。

2 设计思想

从能量角度来看,当光束照射到纳米超材料吸收器表面时,光的能量被分为三个部分,即被吸收器反射、透射与吸收,其中反射率、透射率、吸收率的总和为 1。纳米超材料吸收器的吸收率^[1]表示为

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

式中 $A(\lambda)$ 代表吸收率, $R(\lambda)$ 代表反射率, $T(\lambda)$ 代表透射率, λ 为波长。从(1)式可以看出纳米超材料吸收器的吸收率主要是由反射率与透射率决定的;要实现完全吸收特性的超材料纳米吸收器,必须使反射率与透射率尽可能小。在纳米超材料吸收器的 Si 基底上镀一层具有一定厚度的 Au 膜,如果该厚度大于光穿透 Au 膜的深度, Au 膜可以阻止光的透射,使其透射率接近零。在此条件下,吸收器的吸收率仅受反射率的影响。为了降低反射率,需保证介电常数和磁导率相等 $[\epsilon(\lambda) = \mu(\lambda)]$,使其阻抗匹配,即结构阻抗 $z(\lambda) = \sqrt{\mu(\lambda)/\epsilon(\lambda)}$ 与自由空间阻抗 $Z_0(\lambda)$ 相等。由于超材料的电磁特性主要取决于人工设计的单元结构,本研究通过调整吸收器的单元结构参数及周期实现阻抗匹配,降低反射,进而提高吸收器的吸收率。

3 吸收器的单元结构及建模分析

3.1 吸收器单元结构

纳米超材料吸收器单元结构如图 1 所示,该单元结构是由多层双六边形超材料纳米柱与 Si 圆环柱组成,其中 Si 圆环柱中镶嵌了 8 个直径为 d 的 Au 圆柱。双六边形纳米柱与 Si 圆环柱分别形成了波导与谐振腔体结构,这两种结构共同作用提高了吸收率并拓宽了吸收波段。图 1(b) 是吸收器单元结构的俯视图,其中 R_1 为圆环的内环半径, R_2 为外环半径, R 为正六边形半径。图 1(c) 是吸收器单元结构的侧视图,其中 h 为双六边形柱的高度, Au/Si 的层数表示为 L ; Si 圆环柱与 Au 圆柱的高度分别为 h_1 和 h_2 , 且 $h_1 = h_2$ 。纳米超材料吸收器是在 Si 基底上镀一层厚度为 100 nm 的 Au 膜(该厚度大于光能够穿透 Au 膜的厚度),并在 Au 膜上周期排列纳米超材料吸收器单元,其周期表示为 p 。

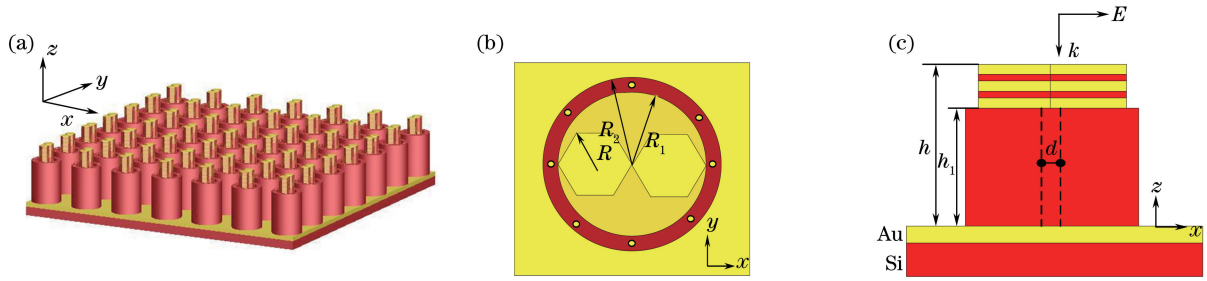


图 1 (a) 纳米超材料吸收器结构图; (b) 吸收器单元俯视图; (c) 吸收器单元侧视图

Fig. 1 (a) Structure schematic of the nano-metamaterial absorber; (b) top view of the absorber unit; (c) side view of the absorber unit

3.2 单元结构建模与分析

首先对 Au/Si/Au 双六边形结构进行等效并分析其电磁谐振特性, 其结构如图 2 中(a)、(b)所示, 其中 E_x 、 H_y 分别为 $y=0$ 平面的电场强度和磁场强度。该结构由 Au/Si/Au 三层双六边形组成。由于双六边形结构较为复杂, 为了简化分析, 将 Au/Si/Au 六边形结构等效为偶极子谐振结构, 如图 2(c)所示。

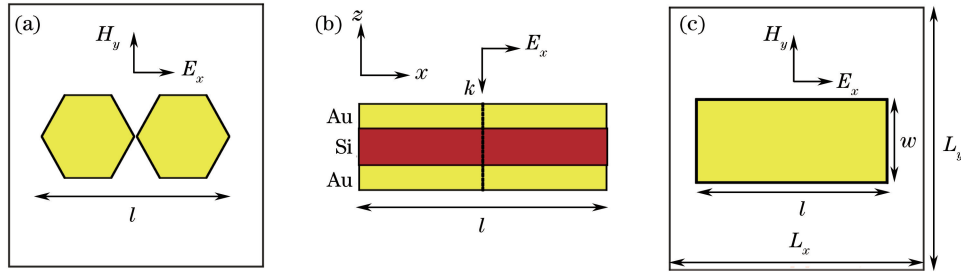


图 2 Au/Si/Au 双六边形单元结构的(a)俯视图和(b)侧视图; (c)偶极子谐振结构

Fig. 2 (a) Top view and (b) side view of the dual hexagon unit with Au/Si/Au stack; (c) structure of dipole resonance

采用 Zhou 等^[18]提出的等效电路模型研究该等效偶极子结构的谐振特性。如图 2(c)所示, 假定周期单元沿电场方向(x 轴)和沿磁场方向(y 轴)的长度分别为 L_x 与 L_y , 偶极子长度为 l , 宽度为 w , 介质层与金属层厚度分别表示为 d_s 与 d_m 。当电磁波沿 z 轴方向垂直照射到偶极子谐振结构表面时, 偶极子谐振结构在外界入射电磁场的作用下发生电磁谐振。其等效电路模型如图 3 所示。

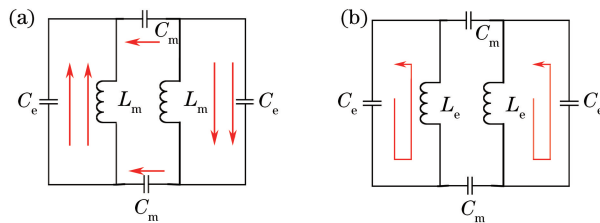


图 3 偶极子谐振结构的等效电路模型。(a)磁谐振时的等效电路图; (b)电谐振时的等效电路图

Fig. 3 Equivalent circuit model of the dipole resonance structure. (a) Equivalent circuit diagram of magnetic resonance; (b) equivalent circuit diagram of electric resonance

磁谐振时的总电感可以表示为

$$L = 2L_m = \mu(d_s/w)l, \quad (2)$$

偶极子上下两个末端和底层的连续金属层之间的电容表示为

$$C_m = \epsilon\omega l'/d_s, \quad (3)$$

式中 $l' = c_1 l$, c_1 的取值范围为 $0.2 \leq c_1 \leq 0.3$ 。

两个相邻单元偶极子之间产生的间隙电容可以表示为

$$C_e = \pi\epsilon w / \ln(g/d_m), \quad (4)$$

式中 $g = L_x - l$, 表示两个相邻偶极子之间的间隙距离。

由图 3 的等效电路模型可以得到磁谐振结构总阻抗公式:

$$Z_{\text{tot}} = \frac{i\omega L_m}{1 - \omega^2 L_m C_e} + \frac{2}{i\omega C_m} + i\omega L_m, \quad (5)$$

式中 ω 是角频率。考虑到该谐振结构的尺寸参数, 可近似得 $C_e \approx 0.1C_m$; 则磁谐振角频率 ω_m 可以简化为

$$\omega_m = \sqrt{\frac{C_m + C_e - (C_m^2 + C_e^2)^{1/2}}{L_m C_m C_e}} \approx \sqrt{\frac{1}{L_m C_m}}, \quad (6)$$

因此磁谐振频率可以简化为

$$f_m = c / (2\pi l \sqrt{c_1 \epsilon_d / 2}), \quad (7)$$

式中 c 为光速, ϵ_d 为 Si 的相对介电常数。则磁谐振波长可以表示为

$$\lambda_m = 2\pi l \sqrt{c_1 \epsilon_d / 2}. \quad (8)$$

此外, 由于左右两侧电感 L_e 和电容 C_e 是镜像对称的, 当电谐振发生时, 电容 C_m 中无电流通过, 如图 3 (b) 所示。因此, 电谐振频率简化为

$$f_e = 1 / (2\pi \sqrt{L_e C_e}), \quad (9)$$

式中 $L_e = (\mu / \pi) g (\omega / l)$, 则电谐振波长计算公式可以表示为

$$\lambda_e = 2\pi c \sqrt{L_e C_e}. \quad (10)$$

设计 Au/Si/Au 双六边形结构的几何参数分别为: $L_x = 400$ nm、 $L_y = 400$ nm、 $l = 200$ nm、 $w = 87$ nm、 $d_s = 20$ nm、 $d_m = 10$ nm, 选定 Si 的相对介电常数 $\epsilon_d = 11.7$ 。将参数代入电谐振表达式和磁谐振波长表达式, 可以计算出磁谐振与电谐振波长分别约为 700 nm 与 720 nm。采用 FDTD 方法, 网格加密步长设置为 2 nm, 计算得到 Au/Si/Au 双六边形结构的透射光谱与吸收光谱分别如图 4 所示, 由图 4 可知, 在波长 700 nm 处产生谐振, 吸收率曲线存在吸收峰, 这与由等效电路模型计算得到的电磁谐振频率相吻合。此外, 在波长 410 nm 与 1300 nm 处, 吸收率曲线也存在两个吸收峰。从等效电路的电谐振与磁谐振波长表达式可以看出, 谐振波长主要受金属与介质的介电常数影响, 不同的介电常数参数对应不同的谐振波长。而在 400~1500 nm 波段范围内, 金属与介质的介电常数是一个复数, 随着频率的改变而发生变化。因此, 在不同频率入射光源(高频率时变电磁场)激励下, 达到谐振条件时, 会有多个谐振点出现。

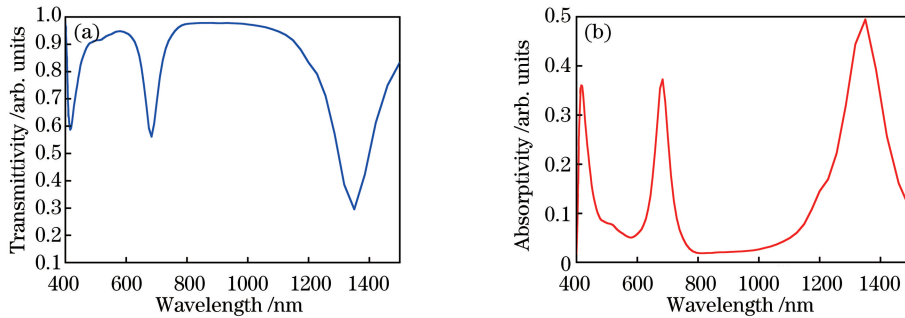


图 4 Au/Si/Au 双六边形结构的 (a) 透射光谱和 (b) 吸收光谱

Fig. 4 (a) Transmission spectrum and (b) absorption spectrum of the dual hexagon structure with Au/Si/Au stack

虽然 Au/Si/Au 双六边形结构在 400~1500 nm 波段存在三个谐振点, 但在整个波段吸收率不高。为提高吸收器在上述波段的吸收率, 在三层 (Au/Si/Au) 双六边形结构谐振特性分析的基础上, 结合多层波导结构, 设计了多层 (Au/Si) 双六边形柱。多层双六边形柱是由多层 Au/Si 结构叠加而成, 如图 1(c) 所示, 其中上层的 Au/Si 与下层的 Au 层形成了 Au/Si/Au, 即相当于多层 Au/Si/Au 偶极子谐振结构相互叠加, 从而增加吸收率。同时, 结合谐振腔结构, 在多层双六边形柱外放置镶嵌了 Au 柱的 Si 圆环结构, 其中多层双六边形柱位于 Si 圆环的中心, 形成吸收器的单元结构。这两种结构中的电场、磁场相互耦合, 进一步提高吸收器的吸收率。由于 Au/Si 堆叠层数与圆环结构使得阻抗匹配计算困难, 采用 FDTD 方法分析单元结构的几何参数使其阻抗匹配, 并分析入射光的偏振状态与入射角度对吸收器的吸收特性影响, 以及从电场与磁场角

度分析其吸收机理。

4 结果与分析

在仿真计算中,纳米超材料吸收器单元结构几何参数设置分别为 $R = 50 \text{ nm}$, $R_1 = 100 \text{ nm}$, $R_2 = 150 \text{ nm}$, $h_1 = h_2 = 960 \text{ nm}$, h 为 44 层, $d = 20 \text{ nm}$, $p = 400 \text{ nm}$ 。计算区域在 x, y 方向上设置为周期边界条件模拟吸收器单元结构沿此方向上周期排列,入射光源选用平面波,电场沿 x 方向偏振并垂直入射到吸收器结构。金属 Au 与介质 Si 介电常数的数据分别来自 Johnson 等^[19]的实验值和 Palik^[20]的实验值。采用 FDTD 方法,网格加密步长设置为 2 nm 。首先分析 Au 圆柱以及几何参数(六边形柱高度、Si 圆环高度、阵列周期)对吸收特性的影响;其次,分析了入射光的入射角度与偏振角度对吸收特性的影响;最后,探讨了吸收器产生宽波段、高吸收率的机理。

4.1 Au 圆柱及几何参数对吸收特性的影响

首先,采用 FDTD 方法得到纳米超材料吸收器(有 Au 圆柱)与无四周 Au 圆柱的吸收器在 $400 \sim 1500 \text{ nm}$ 波段内的吸收光谱。如图 5(a)所示(蓝色线),有 Au 圆柱的超材料吸收器在 $400 \sim 1500 \text{ nm}$ 波段内具有多个谐振点,且在整个波段内的平均吸收率(仿真波段内,采样频率点所有吸收率的平均值)为 94% ,吸收峰值最大可以达到 100% 。对比图 5(a)中无 Au 圆柱时的吸收光谱(红色线)可以看出,在 $400 \sim 600 \text{ nm}$ 波段内,两种结构吸收器的吸收率较为接近。然而,当波长超过 600 nm 后,无四周 Au 圆柱的吸收器吸收谱线急剧下降且波动较大,其平均吸收率在整个波段内为 92% 。分析两种结构的吸收光谱发现,纳米超材料吸收器在整个波段内的吸收曲线较为稳定,吸收率基本维持在 80% 以上。金属与介质交界面的存在是表面等离子体共振产生的条件,因此,Au 圆柱的存在使得 Si 圆环柱金属/介质交界面处的表面等离子体共振更容易产生,且 Si 圆环上的表面等离子体与双六边形柱又产生相互耦合作用,使得能量进一步被束缚在结构上,增加了吸收率。当四周无 Au 圆柱时,其 Si 圆环表面基本没有表面等离子体共振的产生;即 Si 圆环与双六边形的电磁场耦合作用较弱,所以其吸收特性弱于有 Au 圆柱的吸收器。

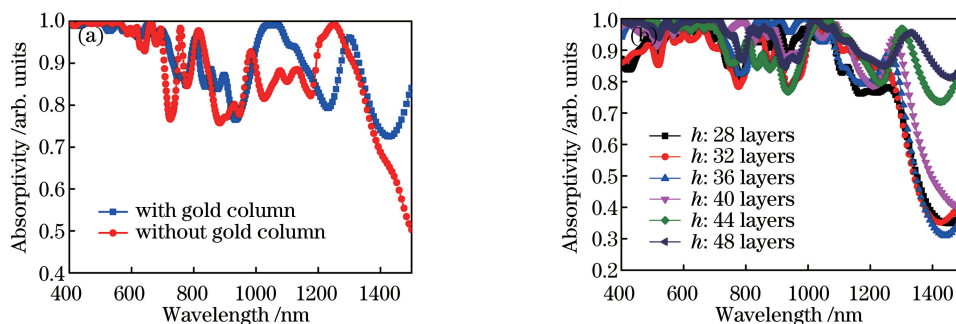


图 5 吸收光谱。(a)不同结构;(b)不同六边形柱高度 h

Fig. 5 Absorption spectra. (a) Different structure; (b) different height h of hexagonal pillar

其次,分析双六边形高度参数对吸收特性的影响。保持上述其他几何参数不变,改变双六边形柱的高度 h (即 Au/Si 层数),其吸收光谱如图 5(b)所示。随着六边形柱高度的增加,纳米超材料吸收器的吸收率逐渐上升,其原因是随着结构的改变,自由空间阻抗与结构阻抗匹配效果越来越好,吸收率也随之增加。从图 5(b)可以看出,当六边形柱的高度增加到 44 层时,纳米超材料吸收器的平均吸收率已经达到 94% 。当 Au/Si 层数持续增加时,平均吸收率的增加效果并不十分明显。同时,随着高度的增加,后期的加工制造与集成难度不断增大。

然后,分析 Si 圆环柱高度对吸收特性影响。保持其他参数不变,同时改变 Si 圆环与 Au 圆柱的高度 h_1, h_2 (且 $h_1 = h_2$),纳米超材料吸收器在 $400 \sim 1500 \text{ nm}$ 波段内的吸收光谱如图 6(a)所示。当 Si 圆环的高度等于 960 nm 时,吸收器的平均吸收率可以达到 94% ,吸收效果最好。当 Si 圆环的高度过低时, Si 圆环与双六边形纳米柱上产生的表面等离子体共振的耦合作用较弱,使得吸收率下降。当 Si 圆环与六边形柱高度接近时,两个结构上产生表面等离子体共振的耦合作用太强,导致反射率增加,吸收率降低。

最后,研究纳米超材料吸收器单元排列周期对吸收特性的影响。保持其他参数不变,改变周期参数 p ,从 300 nm 增加到 450 nm,记录纳米超材料吸收器在 400~1500 nm 波段内的吸收光谱。如图 6(b)所示,当阵列的周期小于 400 nm 时,随着周期 p 的增加,纳米超材料吸收器在 400~1500 nm 波段内的平均吸收率逐渐升高。当阵列的周期大于 400 nm 时,随着 p 的增加,纳米超材料吸收器的平均吸收率逐渐下降,尤其在 1200~1500 nm 波段,吸收率下降速度最快。当周期增加到大于入射波长时,光在分界面处更易发生散射,从而导致吸收率下降。因此,当周期为 400 nm 时,吸收器的吸收效果最好,平均吸收率达到 94%。

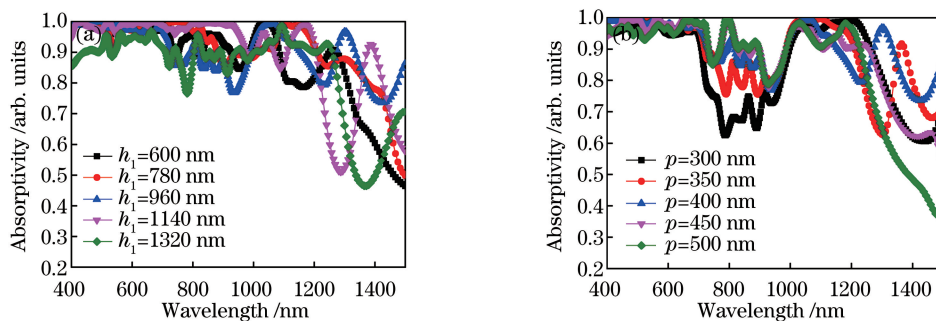


图 6 吸收光谱。(a)不同圆环高度 h_1 ; (b)不同周期 p

Fig. 6 Absorption spectra. (a) Different ring pillar height h_1 ; (b) different period p

4.2 入射角度与偏振角度对吸收特性的影响

继续研究纳米超材料吸收器的吸收特性与入射光的偏振状态及入射角度之间的关系。首先,保持原始结构参数不变,改变入射光的偏振角度,从 0° 增加到 90° 垂直入射。记录纳米超材料吸收器在 400~1500 nm 波段内平均吸收率随入射偏振角度的变化曲线,如图 7(a)所示,纳米超材料吸收器的平均吸收率最高可以达到 94%,随着偏振角度的增加,纳米超材料吸收器的平均吸收率略微下降,但在各个偏振方向上均保持在 90% 以上。由于纳米超材料吸收器结构在各个偏振方向上并不是等面积对称的,吸收器在各个方向上的自由电子分布不完全相同。因此,在各个偏振方向上对入射光的电磁响应也有所不同,所以吸收器在各个偏振角度的吸收率也略有差异,但平均吸收率整体下降幅度较小。

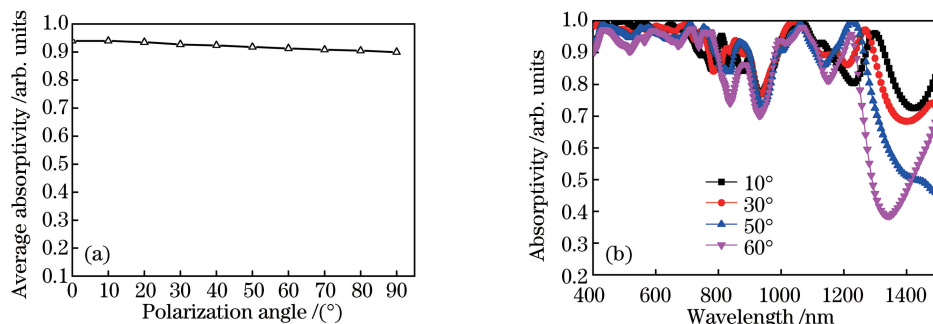


图 7 吸收光谱。(a)不同偏振角度; (b)不同入射角度

Fig. 7 Absorption spectra. (a) Different polarization angles; (b) different incident angles

其次,研究光源的入射角度对纳米超材料吸收器吸收特性的影响。保持结构几何参数不变,改变入射角度,记录入射角度分别为 10° 、 30° 、 50° 、 60° 时纳米超材料吸收器的吸收光谱,如图 7(b)所示,当波长低于 1000 nm 时,吸收率随入射角度变化较小。当波长大于 1000 nm 时,对于所有入射角度,吸收器的吸收率都下降较快。尽管吸收器的吸收率在 1000 nm 后快速下降,但在入射角为 $\pm 60^\circ$ 大角度入射时,吸收器的平均吸收率仍可以保持在 90% 以上。

4.3 吸收器宽波段与高吸收率机理分析

分别提取 $y=0$ 平面(即 $x-z$ 平面)的电场(图 8)、磁场(图 9)分布与 $z=960$ nm 平面(即 $x-y$ 平面)的电场(图 10)分布,从电场与磁场角度探究纳米超材料吸收器的吸收机理。

首先,选取了波长分别为 400, 650, 700, 1000, 1300, 1500 nm 时, $y=0$ 平面的电场强度 $|E_x|$ 分布,如图 8

所示。从图 8 中可以看出,在选取的各波长下,纳米超材料吸收器的边缘两侧与双六边形柱中心连接区域出现了多个场强增大的区域,其原因为入射光的照射下,金属 Au 层与介质 Si 层发生了局域表面等离子体共振^[21]。局域表面等离子体共振激发产生局域表面等离子体使得局部电场增强,并在强电场的作用下能量被耦合在吸收器 Si 介质层内,使得吸收器的反射率降低,故而吸收率增加,光吸收增强。如图 8(a)~(c)所示,当波长小于 1000 nm 时,场增强区域位于双六边形纳米柱与 Si 圆环柱上,此时两个结构上的电场具有较强的耦合作用。相比之下,当波长超过 1000 nm 时,如图 8(d)~(f)所示,场增强区域主要集中在双六边形柱上,这也说明局域表面等离子体共振主要发生在双六边形柱。虽然双六边形结构在各个偏振方向上并不是等面积对称的,在各个偏振方向上的吸收率也有所不同,但其平均吸收率受偏振角度影响较小,且在各个偏振方向上维持较高的吸收率。因此,纳米超材料吸收器的宽波段是由 Si 圆环柱和双六边形柱的表面等离子体共振以及其相互耦合产生的,且此结构的平均吸收率受偏振角度影响较小。

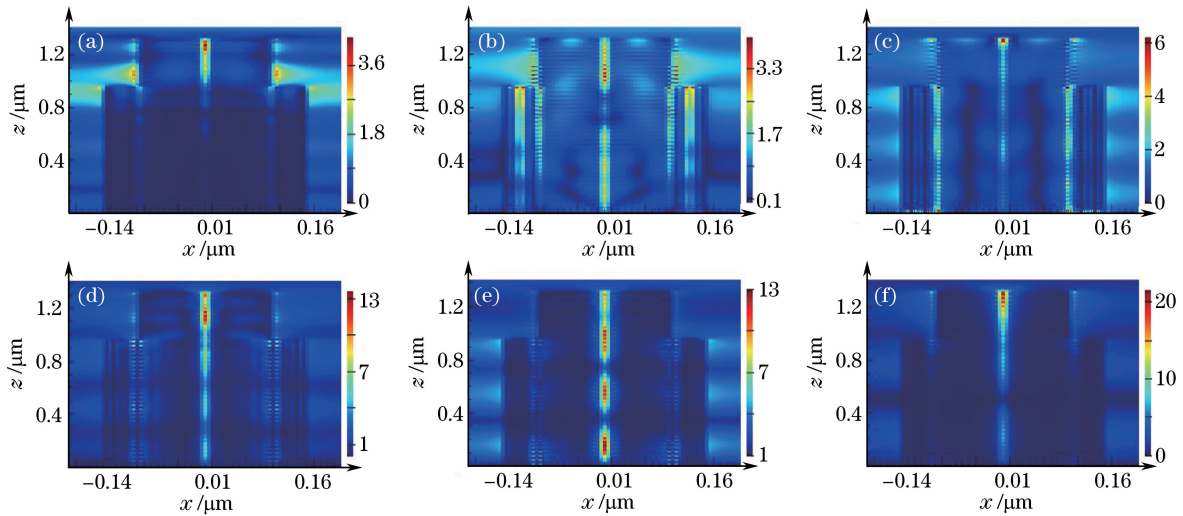


图 8 $y=0$ 平面的电场 $|E_x|$ 的分布。(a) $\lambda=400$ nm;(b) $\lambda=650$ nm;(c) $\lambda=700$ nm;(d) $\lambda=1000$ nm;
(e) $\lambda=1300$ nm;(f) $\lambda=1500$ nm

Fig. 8 Electric field $|E_x|$ distribution at $y=0$ plane. (a) $\lambda=400$ nm; (b) $\lambda=650$ nm;
(c) $\lambda=700$ nm; (d) $\lambda=1000$ nm; (e) $\lambda=1300$ nm; (f) $\lambda=1500$ nm

同时,提取波长分别为 400,650,700,1000,1300,1500 nm 时, $y=0$ 平面的磁场强度 $|H_y|$ 的分布,如图 9 所示。从图 9 中可以看出,随着波长的增加,能流沿着介质/金属层逐渐向下汇集,形成能流旋涡。在波长为 650,700,1300 nm 处旋涡现象最为明显,旋涡的中心正好是磁场分布最强处。由文献^[22]可知,这种现象为慢波效应。即当某种介质中很多不同频率的光波同时传播时,它们传播的群速度与其中任何一种频率的光波通过该种介质时的速度都可能不同,当群速度在某种情况下为零时,就会发生慢波效应^[13,22-23]。慢波效应使得传播速度变慢,这样就增加了光与物质之间相互作用的过程,进而吸收了更多的太阳能^[24]。

根据慢波效应理论与有效媒介理论^[13],金属/介质(Au/Si)规律叠加组合的波导发生慢波效应(即其群速度为零)处相应波长 λ_p 与电场沿金属/介质垂直方向的等效介电常数 ϵ_{\perp} 公式可写为

$$\lambda_p = 2W \sqrt{\epsilon_{\perp}}, \quad (11)$$

$$\frac{1}{\epsilon_{\perp}} = \frac{f}{\epsilon_m(\omega)} + \frac{1-f}{\epsilon_d(\omega)}, \quad (12)$$

$$f = \frac{h_A}{h_A + h_S}, \quad (13)$$

式中 W 为波导宽度; ϵ_{\perp} 为该纳米柱垂直等效介电常数; ϵ_m 与 ϵ_d 分别为金属与介质的介电常数; f 为金属占空比, h_A 、 h_S 分别为 Au 层与 Si 层厚度。将参数代入公式可得慢波效应发生对应的波长分别为 700 nm 与 1300 nm。因此,可以发现理论计算慢波效应对应的波长与图 9 所示通过磁场分布分析所得的结果相同。这就说明纳米超材料吸收器的在入射光的激励下确实产生了慢波效应。慢波效应的产生使得传播速度变

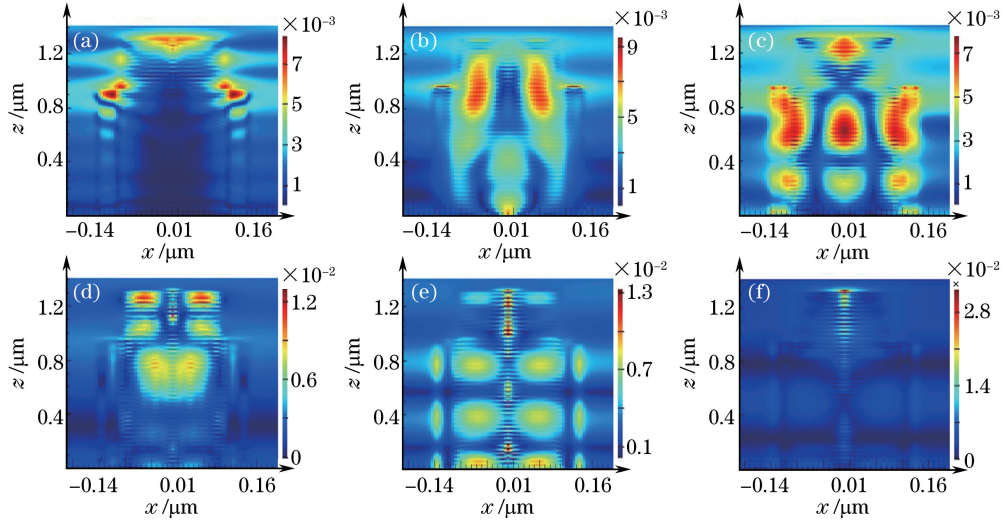


图 9 $y=0$ 平面的磁场 $|H_y|$ 的分布。(a) $\lambda=400$ nm; (b) $\lambda=650$ nm; (c) $\lambda=700$ nm; (d) $\lambda=1000$ nm; (e) $\lambda=1300$ nm; (f) $\lambda=1500$ nm

Fig. 9 Magnetic field $|H_y|$ distribution at $y=0$ plane. (a) $\lambda=400$ nm; (b) $\lambda=650$ nm; (c) $\lambda=700$ nm; (d) $\lambda=1000$ nm; (e) $\lambda=1300$ nm; (f) $\lambda=1500$ nm

低,而较低的传播速度更利于光与介质结构发生相互耦合,更利于吸收器对能量的吸收,进而提高吸收器的吸收率。因此,多层结构的慢波效应进一步提高了吸收器在宽波段下的吸收率。

提取波长分别为 400, 650, 700, 1000, 1300, 1500 nm 时, $z=960$ nm 平面的电场强度 $|E_x|$ 的分布如图 10 所示,其中红色区域代表电场增强区域。从图 10 中可以看出在共振频率点处,纳米超材料吸收器表面及边缘出现明显的场强增强区域。尤其是在 Au 纳米圆柱表面上,当波长分别 650 nm 与 700 nm 时,电场得到很大的提高。产生此现象的原因为入射光的激励下,由于 Au 圆柱的存在使 Au 圆柱表面产生表面等离子体共振并激发了表面等离子体激元^[25-26],进而使得电磁能量被束缚在金属表面,局部电场增加;而能量被束缚在吸收器的表面后,被反射的能量减小,从而使得吸收率在宽波段内显著提高。

为了定量分析表面等离子体共振产生表面局域场增强,定义了表面等离子体共振在单个金属介质界面产生的电场 $|E_{sp}|^2$ 与入射场 $|E_0|^2$ 的关系模型,其主要由金属的介电常数所决定,可以表示为^[27]

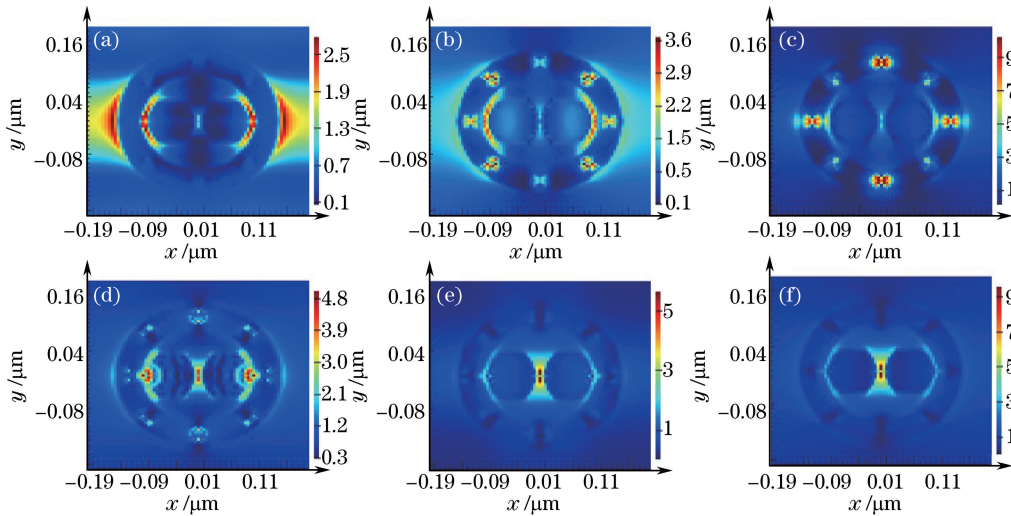


图 10 $z=960$ nm 平面电场 $|E_x|$ 的分布。(a) $\lambda=400$ nm; (b) $\lambda=650$ nm; (c) $\lambda=700$ nm; (d) $\lambda=1000$ nm; (e) $\lambda=1300$ nm; (f) $\lambda=1500$ nm

Fig. 10 Electric field $|E_x|$ distribution at $z=960$ nm plane. (a) $\lambda=400$ nm; (b) $\lambda=650$ nm; (c) $\lambda=700$ nm; (d) $\lambda=1000$ nm; (e) $\lambda=1300$ nm; (f) $\lambda=1500$ nm

$$\frac{|E_{SP}|^2}{|E_0|^2} = \frac{2\sqrt{-\epsilon'_m}(-\epsilon'_m - \epsilon_d)}{\epsilon''_m\sqrt{\epsilon_d}}, \quad (14)$$

式中 ϵ'_m 与 ϵ''_m 分别表示金属介电常数的实部和虚部。| ϵ'_m | \gg | ϵ''_m |, 因此, 在空气-金属界面有 $\frac{|E_{SP}|^2}{|E_0|^2} > 1$, 表明表面等离子体共振可以产生显著的场增强, 将能量束缚在结构表面。以 650 nm 波长为例, 取该波长下 Au 介电常数实部 $\epsilon'_m = -13.64$, 虚部 $\epsilon''_m = 1.03$; 空气的介电常数 $\epsilon_d = 1$, 代入(14)式可得 $\frac{|E_{SP}|^2}{|E_0|^2} = 7.14$ 。因此, 从计算结果可以看出, Au 圆柱表面上确实产生了场增强, 这也与图 10(b) 电场分析结果一致。

5 结 论

基于超材料设计的超宽带纳米超材料吸收器, 在可见光与近红外光波段具有良好的吸收特性, 整个波段范围内的平均吸收率可以达到 94%。采用 FDTD 方法分析其吸收特性, 结果表明, 纳米超材料吸收器受入射光的偏振角度影响较小, 且在 $\pm 60^\circ$ 大入射角度仍可以保持 90% 的高吸收率。与文献[14-15]提出的纳米环与纳米柱吸收器相比, 本设计的纳米超材料吸收器在保持高吸收率的前提下, 将吸收器的吸收波段从 400~700 nm 扩展到 400~1500 nm。由机理分析可知, 纳米超材料的高吸收率是由于 Au/Si 六边形柱与 Au 纳米圆柱上产生的慢波效应与局域表面等离子体共振的共同作用, 该共同作用使得能量被汇集在吸收器内, 反射率降低, 吸收率增加。另一方面, 随着纳米加工技术的发展, 文献[28-29]中设计的多层结构吸收器与纳米天线太阳能电池等类似结构的吸收器已被加工测试, 这也为所设计吸收器的下一步加工提供了可能。该工作对于今后薄膜太阳能电池设计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] Han Hao, Wu Dongwei, Liu Jianjun, *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.
- [3] Zhao Yang, He Jianfang, Yang Rongcao, *et al.* Two-dimensional surface plasmonic grating optical absorber with gradually varying structure[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(2): 0223005.
赵 阳, 何建芳, 杨荣草, 等. 结构渐变的二维表面等离子体光栅光吸收器[J]. 光学学报, 2014, 34(2): 0223005.
- [4] Liang Leixia, Xue Wenrui, Yang Ruicao. Optical absorber from surface plasmonic grating with depth-linear-gradient grooves[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(1): 0123002.
梁磊霞, 薛文瑞, 杨荣草. 槽深线性渐变的表面等离子光栅光吸收器[J]. 光学学报, 2017, 37(1): 0123002.
- [5] Ni Bo, Chen Xiaoshuang, Zhang Yang, *et al.* Impact of resonator rotational symmetry on infrared metamaterial absorber[J]. Journal of Infrared & Millimeter Waves, 2014, 33(4): 380-385.
倪 波, 陈效双, 张 杨, 等. 旋转对称性对红外超材料完美吸收器特性的影响[J]. 红外与毫米波学报, 2014, 33(4): 380-385.
- [6] Smith D R, Pendry J B. Homogenization of metamaterials by field averaging[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2006, 23(3): 391-403.
- [7] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, *et al.* Perfect metamaterial absorber[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(20): 207402.
- [8] Bingham C M, Tao H, Landy N I, *et al.* A metamaterial absorber for the terahertz regime: design, fabrication and characterization[J]. Optics Express, 2008, 16(10): 7181-7188.
- [9] Shen Xiaopeng, Cui Tiejun, Ye Jianxiang. 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.
- [10] Ma Rongkun, Tang Yueming, Wang Jijun, *et al.* One-way absorber based on coupling of magnetic surface plasmonic resonances[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(1): 0117001.

- 马荣坤, 汤月明, 王纪俊, 等. 基于磁表面等离子体共振耦合的电磁波单向吸收器[J]. 中国激光, 2016, 43(1): 0117001.
- [11] Shen X, Cui T J, Zhao J, *et al.* Polarization-independent wide-angle triple-band metamaterial absorber[J]. Optics Express, 2011, 19(10): 9401-9407.
- [12] Li H, Yuan L H, Zhou B, *et al.* Ultrathin multiband gigahertz metamaterial absorbers[J]. Journal of Applied Physics, 2011, 110(1): 014909.
- [13] Cui Y, Fung K H, Xu J, *et al.* Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab[J]. Nano Letters, 2012, 12(3): 1443-1447.
- [14] Cao S, Yu W, Zhang L, *et al.* Broadband efficient light absorbing in the visible regime by a metananostructure array[J]. Annalen Der Physik, 2014, 526(1-2): 112-117.
- [15] Cao S, Yu W, Wang T, *et al.* Two-dimensional subwavelength meta-nanopillar array for efficient visible light absorption[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(16): 021104-2642.
- [16] Xu Wan, Yan Changchun, Shi Junxian, *et al.* Great impacts of the dielectric layer in a four-fan-rings-shaped metamaterial on the absorption of electromagnetic waves[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(s1): s116003.
许 婉, 闫长春, 史俊贤, 等. 介质夹层对四扇环超常材料电磁吸收的影响研究[J]. 光学学报, 2015, 35(s1): s116003.
- [17] Henry C H. Limiting efficiencies of ideal single and multiple energy gap terrestrial solar cells[J]. Journal of Applied Physics, 1980, 51(8): 4494-4500.
- [18] Zhou J, Economon E N, Koschny T, *et al.* Unifying approach to left-handed material design[J]. Optics Letters, 2006, 31(24): 3620-3622.
- [19] Johnson P B, Christy R W. Optical constants of the noble metals[J]. Physical Review B, 1972, 6(12): 4370-4379.
- [20] Palik E D. Handbook of optical constants of solids II[M]// Handbook of optical constants of solids. Boston: Academic Press, 1985, 33(1): 189.
- [21] Nishi H, Asami K, Tatsuma T. CuS nanoplates for LSPR sensing in the second biological optical window[J]. Optical Materials Express, 2016, 6(4): 1043.
- [22] Jin H, Wang K, Guo J, *et al.* Slow-wave effect of substrate integrated waveguide patterned with microstrip polyline [J]. IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques, 2016, 64(6): 1717-1726.
- [23] 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.
- [24] He S, Ding F, Mo L, *et al.* Light absorber with an ultra-broad flat band based on multi-sized slow-wave hyperbolic metamaterial thin-films[J]. Progress in Electromagnetics Research, 2014, 147: 69-79.
- [25] Sterligov V A, Grytsaienko I A, Men Y. Scattering of surface plasmon-polaritons and volume waves by a rough gold film[J]. Optics Letters, 2016, 41(16): 3710-3713.
- [26] Liu Z, Liu G, Fu G, *et al.* Multi-band light perfect absorption by a metal layer-coupled dielectric metamaterial[J]. Optics Express, 2016, 24(5): 5020-5025.
- [27] Kim J D, Lee Y G. Graphene-based plasmonic tweezers[J]. Carbon, 2016, 103: 281-290.
- [28] Zhang N, Zhou P, Wang S, *et al.* Broadband absorption in mid-infrared metamaterial absorbers with multiple dielectric layers[J]. Optics Communications, 2015, 338: 388-392.
- [29] Vece M D, Kuang Y, Duren S N F V, *et al.* Plasmonic nano-antenna a-Si:H solar cell[J]. Optics Express, 2012, 20(25): 27327-27336.