第33卷第4期
2014年8月

红外与毫米波学报
J. Infrared Millim. Waves

Vol. 33, No. 4
August, 2014

文章编号:1001-9014(2014)04-0380-06

DOI:10.3724/SP.J.1010.2014.00380

旋转对称性对红外超材料完美吸收器特性的影响

倪 波[1], 陈效双[1*], 张 杨[2], 黄陆军[1], 丁佳轶[1], 李冠海[1], 陆 卫[1]

(1. 中国科学院上海技术物理研究所 红外物理国家重点实验室,上海 200083;
2. 中国科学技术大学 国家同步辐射实验室,安徽 合肥 230029)

摘要:研究了超材料完美吸收器的旋转对称性对其吸收特性的影响.吸收器由金属颗粒/电介质/金属薄膜三层结构组成.以最上层是方形金属块为例,并通过在其y方向不同边沿处引入空气孔研究了四重、二重和非旋转对称吸收器的吸收特性.理论结果表明,当入射光偏振平行于x轴或y轴时,四重旋转对称结构有一个完全相同的吸收峰;二重旋转对称结构吸收峰会在入射光偏振平行于x轴时劈裂成两个峰;而无论入射光偏振平行于x轴或y轴,非旋转对称结构的吸收峰都会劈裂成两个峰.不同重数旋转对称性对吸收峰特性影响的结果将有助于设计新型的偏振无关的吸收器.

关 键 词:旋转对称性;超材料;完美吸收;时域有限差分法
中图分类号:TN215 **文献标识码**:A

Impact of resonator rotational symmetry on infrared metamaterial absorber

NI Bo[1], CHEN Xiao-Shuang[1*], ZHANG Yang[2], HUANG Lu-Jun[1], DING Jia-Yi[1], LI Guan-Hai[1], LU Wei[1]

(1. National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;
2. National Synchrotron Radiation Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230029, China)

Abstract: The impact of rotational symmetry of the metamaterial perfect absorber on its performance was investigated. The absorber consists of a metal particle/dielectric-spacer/metal film structure. Using a square metal particle as an example structure and by introducing small air holes to the different y-direction sides of it, we study the absorption properties of the fourfold, twofold and non-rotational rotational symmetrical absorber. The calculated results show that when the polarization of the incident light parallels to x axis or y axis, the same single absorption peak appears in the absorption spectrum. The absorption peak of the twofold rotational symmetrical structure splits into two peaks when the polarization of the incident light parallels to x axis. The absorption peak splits into two peaks no matter the polarization of the incident light parallels to x axis or y axis in the case of non-rotational symmetry. The results of the absorption peak properties with different rotational symmetry may be helpful to design novel polarization-insensitive absorbers.

Key words: rotational symmetry, metamaterial, perfect absorption, ;finite difference time domain method
PACS: 78.68. +m, 42.25.Bs, 42.70. -a

引言

自2008年Landy等[1]提出可通过调节超材料的等效ε和μ参数实现完美吸收以来,基于超材料的吸收器引起了世界范围内的广泛关注[2-6],在红外探测器、热成像、热辐射仪以及热光伏电池[7-10]等众

收稿日期:2013-03-29,**修回日期**:2014-05-29 **Received date**: 2013-03-29, **revised date**: 2014-05-29
基金项目:国家重点基础研究项目(2011CB922004,2013CB632705);国家自然科学基金(10990104,61290301)
Foundation items: Supported by the State Key Program for Basic Researchof China (2011CB922004,2013CB632705), National Natural Science Foundation of China(10990104,61290301)
作者简介(Biography):倪波(1984-),男,陕西咸阳人,博士研究生,主要从事表面等离激元性质研究. E-mail: nibo@mail.sitp.ac.cn
* **通讯作者(Corresponding author)**:E-mail: xschen@mail.sitp.ac.cn

多领域显示了强大的应用前景. 与常规吸收器相比,超材料吸收器可以自由调整吸收频率范围. 常规吸收器工作频率由其结构材料内在的 ε 和 μ 参数决定,很难满足各种特定吸收频率(包括多通带和宽带)的需求,更无法支持自然界缺乏的太赫兹波段. 而超材料吸收器可以通过设计合适的结构参数来克服此问题;超材料吸收器还可以器件小型化. 其结构单元尺寸以及整个材料的厚度都远小于波长,这对于系统集成,降低噪音从而提高器件工作性能有很大作用. 目前,超材料吸收器覆盖了太赫兹、微波、红外和光波段[11-14]等各个频段. 各种更好特性的超材料吸收器,比如偏振不敏感、广角度、多通带和宽通带[15-18]等吸收器也多见报导. 此外,同时兼具偏振不敏感、广角度等多项优点的多带[19]或者宽带[20]超材料吸收器也已经在实验上证实. 在保持现有这些优良特性的基础上,如何不断简化结构对于超材料吸收器从制造工艺到价格成本都具有重大意义. 因为偏振不敏感的吸收器对于非偏振光有更好的吸收效率,所以如何使新设计的吸收器结构具有偏振不敏感是一个很值得关注的问题.

研究了超材料完美吸收器的旋转对称性对其吸收特性的影响. 在由金属方块/电介质/金属薄膜三层结构组成的超材料吸收器中,通过在最上层金属方块颗粒 y 方向不同边沿处引入空气孔,分别研究了四重、二重和非旋转对称吸收器的吸收特性. 理论结果表明,入射光偏振在平行于 x 或 y 轴方向时的吸收特性与旋转对称性重数紧密相关. 四重旋转对称吸收器无论入射光偏振平行于 x 或 y 轴吸收峰都不会分裂. 二重旋转对称吸收器吸收峰会在入射光偏振平行于 x 轴时发生分裂. 而当吸收器不具备旋转对称性时,无论入射偏振光偏振平行于 x 轴或 y 轴,吸收峰都会分裂. 为进一步研究分裂特性,还研究了不同吸收峰在电介质层的电场强度分布图,并依此对吸收峰的分裂机理进行了一些探讨.

1　结构设计和模拟仿真

超材料吸收器单元结构示意图如图 1 所示. 该结构包含三层结构. 最上层是金(gold)方块颗粒,最下一层为金膜,它的介电函数遵从德鲁德模型 $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0\{1 - \omega_p^2/\omega^2 + i\gamma\omega\}$,这里 ε_0 是真空中介电常数,ω 是入射光频率,等离子频率 $\omega_p = 1.37 \times 10^{16}$ rad/s,阻尼度 $\gamma = 4.08 \times 10^{13}$ rad/s[21]. 中间一层是氟化镁,介电常数 $\varepsilon = 1.9$,线偏振光从 z 方向垂直入射整个吸收器结构. 定义吸收、反射和透射谱分别为 $A(\omega)$、$R(\omega)$ 和 $T(\omega)$,那么可以由 $A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega)$ 得到吸收谱 $A(\omega)$. 在本结构中,由于底层是金属,透射谱 $T(\omega) = 0$,所以 $A(\omega) = 1 - R(\omega)$. 由此可以看出,只要最小化反射就可以得到最大的吸收值. 可以通过改变吸收器的结构参数来调节等效 ε 和 μ 参数,实现其和自由空间的阻抗匹配,从而得到接近 1 的吸收效果. 采用基于时域有限差分法的电磁仿真软件 EastFDTD[22] 对图 1 的吸收器结构进行优化,得到各项结构参数,上层金方块边长 a = 350 nm,厚度 $h_1 = 20$ nm. 中间氟化镁厚度 $h_2 = 30$ nm,下层金膜厚度 $h_3 = 200$ nm. 整个结构单元在 x 和 y 方向的周期 $p = 600$ nm. 仿真计算时空间网格设置为 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta s = 5$ nm,时间步设置为 $\Delta t = \Delta s/2c = 8.339\ 1 \times 10^{-18}$ s. x 和 y 方向设置为周期性边界,z 方向设置为开放边界.

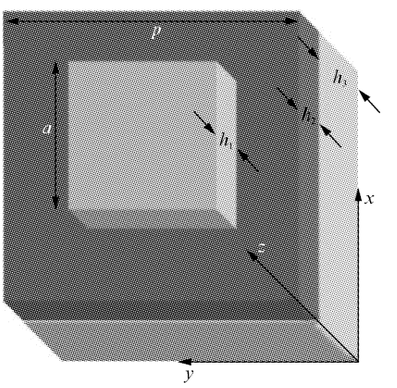

图 1　超材料吸收器单元结构示意图
Fig. 1　Schematic of the perfect absorber cell structure

2　结果与讨论

2.1　四重旋转对称性结构

结构参数优化后得到的吸收和反射谱如图 2 所示,上层金方块的边长为 350 nm、厚度为 20 nm,氟化镁的厚度为 30 nm,金属衬底的厚度为 200 nm. x 和 y 方向的周期大小为 600 nm. 插图是入射光偏振平行于 x 轴时吸收峰的电场强度分布图. 计算时入射光偏振平行于 x 轴. 从图中可以看到,在 1 795 nm 处反射率接近零($R = 0.008$),依 $A(\omega) = 1 - R(\omega)$ 得到一个接近 1 的完美吸收峰. 为了更好地理解吸收峰性质,考察了氟化镁层中(下层金膜上方 15 nm 处)吸收峰的电场强度分布,如图 2 插图所示. 可以看出电场完全对称分布在金方块 x 轴方向(也即入射光偏振方向)的两个边沿处. 因为该结构具有四

重旋转对称性,可以很容易推论出当电场平行于 y 轴方向时,吸收和反射谱线与图2完全一样,而电场则会分布在金块 y 轴方向的两个边沿处.

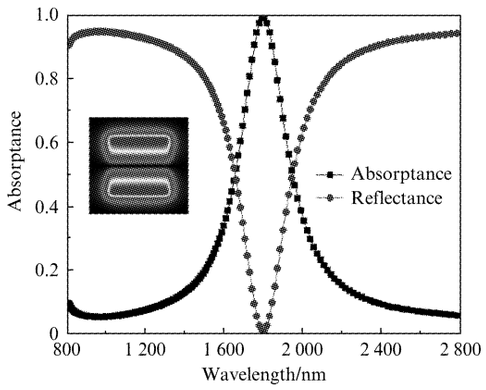

图2 四重旋转对称吸收器的吸收和反射谱
Fig. 2 Simulated absorption and reflection spectra of the fourfold rotational symmetrical absorber

由此可见,当吸收器结构具有四重旋转对称性时,其吸收性质在入射光偏振平行 x 轴或者 y 轴时是完全一致的. 接下来,为了进一步研究旋转对称性对吸收特性的影响,通过在上层金块 y 方向不同边沿处引入空气孔,研究了二重旋转对称和非旋转对称吸收器的吸收特性.

2.2 二重旋转对称性结构

在上层金块 y 轴方向两个边沿处对称地引入两个矩形空气孔,可以得到具有二重旋转对称性的吸收器. 引入空气孔的宽度为 $b=200$ nm,厚度为 $h_1=20$ nm,而长度 $l_1=l_2$ 分别取一系列值用来进一步考察二重旋转对称性对吸收特性的影响.

图3是入射光偏振平行于 x 轴时,二重旋转对称吸收器的吸收谱. 从图中可见,当对称性发生变化时($l_1=l_2=50$ nm),原有的单个吸收峰(1 795 nm)会分裂成两个分居于它两边的吸收峰(855 nm 和 2 065 nm). 当空气孔的长度从50 nm增加到100 nm时,两个吸收峰都有红移,不过短波长峰只红移了37 nm,位于892 nm处,而长波长峰红移了490 nm,位于2 555 nm处. 当长度增加到150 nm时,可以看出短波长峰又微小红移了13 nm,位于905 nm,而长波长的吸收峰则消失了. 推断是因为这个吸收峰移动太快超出了图示的范围,新的计算结果确认了这一点,在3 700 nm处发现了这一个峰(未画出).

为了更好地理解吸收峰劈裂现象,考察了不同吸收峰的电场强度分布. 图3(b)和3(c)分别是空气孔长度是50 nm时855 nm和2 065 nm峰的电场强度分布图(同样在氟化镁层). 由图可见电场主要都对称集中在金块 x 轴方向(入射光偏振方向)的边沿处. 不同于完整的金方块时1 795 nm峰的电场强度分布,短波长855 nm峰的电场强度分布大致分成三个部分,电场主要集中在中央部分,两端的分布比较弱. 长波长2 065 nm峰的电场依然保持一个整体,两端部分的电场强度比较大,中央的分布则相对弱一些. 由此可见,吸收器结构对称性的变化导致了电场响应模式不同,从而引起了吸收峰的劈裂. 当空气孔长度是100 nm时两个吸收峰的电场强度分布如图3(d)和3(e). 比较图3(b)和3(d),发现因为短波长吸收峰电场主要分布在中央部分,电场分布

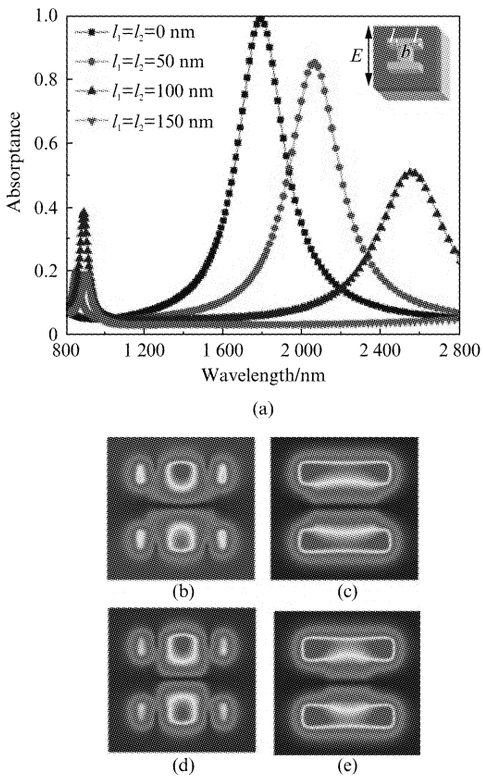

图3 (a)二重旋转对称吸收器在入射光偏振平行于 x 轴时的吸收谱,(b)和(c)分别是空气孔长度为50 nm时短波长和长波长吸收峰的电场分布图,(d)和(e)分别是空气孔长度为100 nm时短波长和长波长吸收峰的电场强度分布图
Fig. 3 (a) The simulated absorption spectra of the twofold rotational symmetrical absorber when the polarization of the incident light parallels to x axis, (b) and (c) are the electric field intensity distributions of the shorter wavelength and longer wavelength absorption peak when the length of the air hole is 50 nm, respectively, (d) and (e) are the electric field intensity distributions of the shorter wavelength and longer wavelength absorption peak when the length of the air hole is 100 nm, respectively

变化随空气孔长度变化比较小,所以它的移动比较少. 而长波长吸收峰电场主要分布在两端处,当空气孔长度增大时,中间电场减弱,改变相对较多,如图3(c)和3(e)所示,所以它移动的比较多.

图4是入射光平行于 y 轴时,二重旋转对称性结构的吸收谱. 从图中可见,当对称性发生变化时($l_1 = l_2 = 50$ nm),原有的单个吸收峰(1 795 nm)并没有劈裂,新的吸收峰位于1 650 nm处. 当空气孔长度增加到100 nm时,新的吸收峰红移了40 nm,位于1 690 nm处. 我们也考察了这两个吸收峰的电场强度分布,如图4(b)和4(c)所示. 由图可见电场都主要对称分布在引入空气孔后金方块剩下的两端部分. 当空气孔长度为50 nm时,在剩余金块垂直于 y 轴的边沿部分也有电场分布. 而当长度增大到100 nm时,这部分电场变弱了,吸收峰红移.

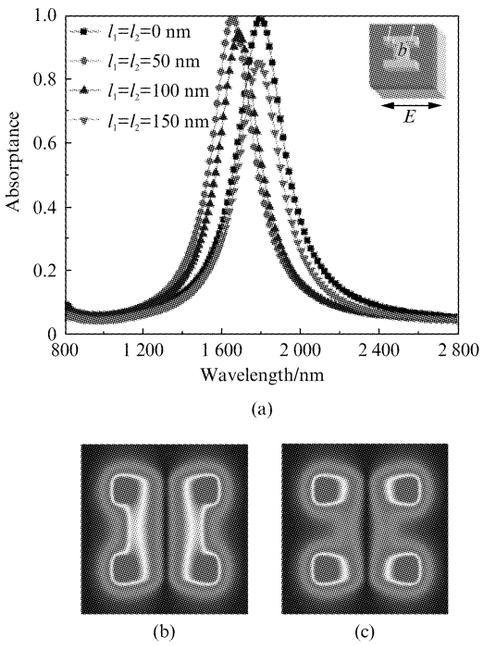

图4　(a)二重旋转对称吸收器在入射光偏振平行于 y 轴时的吸收谱,(b)和(c)分别是空气孔长度为50 nm和100nm时吸收峰的电场分布图

Fig. 4　(a) The simulated absorption spectra of the twofold rotational symmetrical absorber when the polarization of the incident light parallels to y axis, (b) and (c) are the electric field intensity distributions of the absorption peak when the lengths of the air hole are 50 nm and 100 nm, respectively

2.3　非旋转对称性结构

只在上层金块 y 轴方向一个边沿处引入矩形空气孔,可以使吸收器结构不具备旋转对称性. 引入的空气孔的宽度为 $b = 200$ nm,厚度为 $h_1 = 20$ nm,长度 l 分别取一系列值用来进一步考察不同程度的非对称性对吸收特性的影响.

图5是入射光平行于 x 轴时,非旋转对称性结构的吸收谱. 从图中可见,当对称性发生变化时,原有的单个吸收峰会分裂成两个分别居于它两边的吸收峰(1 290 nm和1 940 nm). 当空气孔的长度增加到100 nm时,两个吸收峰都有红移. 长波长峰移动的稍微快一些. 图5(b)和5(c)分别是 $l = 50$ nm时1 290 nm和1 940 nm吸收峰在氟化镁层的电场强度分布图. 由图可见电场同样分布在金块 x 轴方向上的边沿处,短波长1 290 nm峰的电场分布在边沿处分为两部分,左边的强,右边的弱;长波长1 940 nm峰的电场分布却是一个整体,右边电场强度大一些. 电场响应模式的不同导致了吸收峰的劈裂.

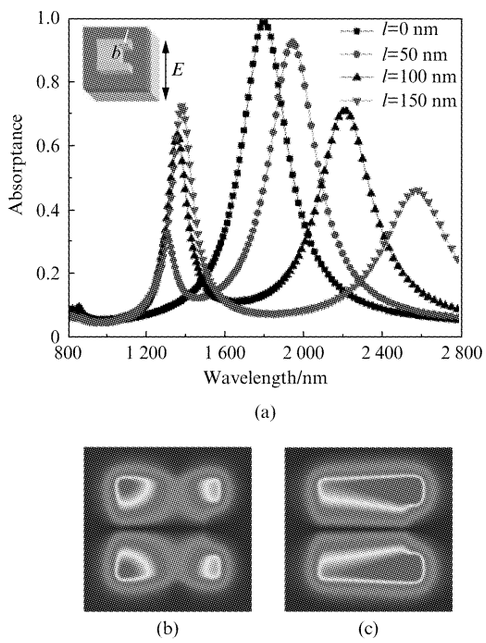

图5　(a)非旋转对称吸收器在入射光偏振平行于 x 轴时的吸收谱,(b)和(c)分别是空气孔长度为50 nm时短波长和长波长峰的电场分布图

Fig. 5　(a) The simulated absorption spectra of the non-rotational symmetrical absorber when the polarization of the incident light parallels to x axis, (b) and (c) are the electric field intensity distributions of the shorter wavelength and longer wavelength absorption peak when the length of the air hole is 50 nm, respectively

当入射光平行于 y 轴时,从其吸收谱线图可以看出,当空气孔长度 $l = 100$ nm时,吸收峰发生了

劈裂,如图6(a)所示.但是当空气孔长度增加到150 nm时,长波长峰红移,短波长峰却发生了蓝移.图6(b)和6(c)分别是 $l=100$ nm 时 1 050 nm 和1 740 nm吸收峰在氟化镁层的电场强度分布图.图6(d)和6(e)分别是 $l=150$ nm 时 1 005 nm 和 1 850 nm吸收峰的电场强度分布图.由图可见长波长电场分布在金块 y 轴方向的边沿处,左侧部分为一整体,而右侧部分则分布在引入空气孔后金方块剩下的两端部分.但是短波长峰的电场分布比较特别,从图6(b)和6(d)可以看出,电场分布成左中右三部分.左侧部分是金属方块的左侧边沿,右侧部分是金属方块引入空气孔后剩下的两端部分,而中间部分则是金块右侧新的边沿部分.从电场分布来看,中间部分是强度最强的部分,正是完全不同的电场分布模式,使得此短波长峰性质和其他吸收峰不同.

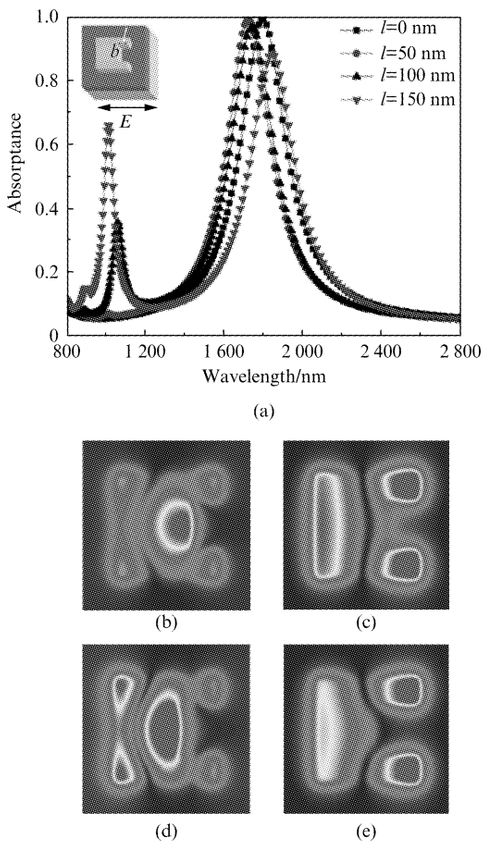

图6 (a)非旋转对称吸收器在入射光偏振平行于 y 轴时的吸收谱.(b)和(c)分别是空气孔长度为100 nm时短波长和长波长峰的电场分布图,(d)和(e)分别是空气孔长度为150 nm时短波长和长波长峰的电场分布图

Fig. 6 (a) The simulated absorption spectra of the non-rotational symmetrical absorber when the polarization of the incident light parallels to y axis, (b) and (c) are the electric field intensity distributions of the shorter wavelength and longer wavelength absorption peak when the length of the air hole is 100 nm, respectively. (d) and (e) are the electric field intensity distributions of the shorter wavelength and longer wavelength absorption peak when the length of the air hole is 150 nm, respectively

3 结论

研究了超材料完美吸收器的旋转对称性对其吸收特性的影响.计算结果表明四重旋转对称结构在入射光偏振平行于 x 轴或 y 轴时具有完全一样的单个完美吸收峰.而二重旋转对称结构吸收峰只在入射光偏振平行于 x 轴时发生分裂.当吸收器结构不具旋转对称性时,吸收峰无论入射光偏振平行于 x 轴或 y 轴时都会分裂.相应的吸收峰电场强度场分布研究表明,不同旋转对称性重数的吸收器结构在垂直于入射光偏振方向的金块边沿处对吸收峰的电场有不同的响应模式,从而导致了吸收峰的分裂.不同重数旋转对称性对吸收峰特性影响的研究将有助于设计新型的偏振无关的吸收器.

References

[1] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, *et al*. Perfect metamaterial absorber [J]. *Phys. Rev. Lett*. 2008, **100**: 207402.

[2] Aydin K, Ferry V E, Briggs R M, *et al*. Broadband polarization-independent resonant light absorption using ultrathin plasmonic super absorbers. [J]. *Nat Commun*. 2011, **2**: 517.

[3] Liu X L, Starr T, Starr A F, *et al*. Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance [J]. *Phys. Rev. Lett*. 2010, **104**: 207403.

[4] Wu C H, III Neuner B, Shvets G. Large-area wide-angle spectrally selective plasmonic absorber[J]. *Phys. Rev*. B. 2011, **84**: 075102.

[5] Cui Y X, Fung K H, Xu J, *et al*. Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab [J], *Nano Lett*. 2012, **12** (3): 1443-1447.

[6] Wu C, Shvets G. Design of metamaterial surfaces with broadband absorbance[J], *Opt Lett*. 2012 **37**(3): 308-310.

[7] Wang J, Chen X S, Li Z F, *et al*. Study of grating performance for quantum well photodetectors [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2010, **27**(11): 2428-2432.

[8] Liu X L, Starr T, Starr A F, *et al*. Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance [J]. *Phys. Rev. Lett*. 2010, **104**: 207403.

[9] Diem M, Koschny T, Soukoulis C M. Wide-angle perfect absorber/thermal emitter in the terahertz regime [J] *Phys. Rev. B*. 2009, **79**: 033101.

[10] Wang Y, Sun T, Paudel T, *et al*. Metamaterial-plasmonic absorber structure for high efficiency amorphous silicon solar cells[J]. *Nano. Lett*. 2012, **12**: 440-445.

[11] Wen Q Y, Zhang H W, Xie Y S, *et al*. Dual band tera-

hertz metamaterial absorber: Design, fabrication, and characterization[J]. *Appl. Phys. Lett.* 2009, **95**: 241111.

[12] Ding F, Cui Y X, Ge X C, *et al.* Ultra-broadband microwave metamaterial absorber[J]. *Appl. Phys. Lett.* 2012, **100**: 103506.

[13] Liu N, Mesch M, Weiss T, *et al.* Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor[J], *Nano Lett*, 2010, **10**: 2342 - 2348.

[14] Lin C H, Chern R L, Lin H Y. Polarization-independent broad-band nearly perfect absorbers in the visible regime [J]. *Opt Express*, 2011, **19**(2): 415 - 424.

[15] Ye Y Q, Jin Y, He S L. Omnidirectional, polarization-insensitive and broadband thin absorber in the terahertz regime[J], *J. Opt. Soc. Am. B.* 2010, **3**(27): 498 - 504.

[16] Cheng C W, Abbas M N, Chiu C W, *et al.* Wide-angle polarization independent infrared broadband absorbers based on metallic multisized disk arrays[J]. *Opt. Express*, 2012, **20**(9): 10376 - 10381.

[17] Zhang B Y, Hendrickson J, Guo J P. Multispectral near-perfect metamaterial absorbers using spatially multiplexed plasmon resonance metal square structures[J]. *J. Opt. Soc. Am. B.* **30**(3): 656 - 662.

[18] Bouchon P, Koechlin C, Pardo F, *et al.* Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas[J]. *Opt Lett.* 2012, **37**(6): 1038 - 1040.

[19] Shen X P, Cui T J, Zhao J M, *et al.* Polarization-independent wide- angle triple-band metamaterial absorber[J]. *Opt. Express.* 2011, **19**(10): 9401 - 9407.

[20] Chen S Q, Cheng H, Yang H F, *et al.* Polarization insensitive and omnidirectional broadband near perfect planar metamaterial absorber in the near infrared regime[J]. *Appl. Phys. Lett.* 2011, **99**: 253104.

[21] Ordal M A, Long L L, Bell R J, *et al.* Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared[J]. *Appl. Opt.* 1983, **22**: 1099 - 1119.

[22] EastFDTD v3.0, DONGJUN Science and Technology Co. China.