

# 基于圆台结构的超宽带极化不敏感太赫兹吸收器\*

莫漫漫<sup>1)</sup> 文岐业<sup>1)†</sup> 陈智<sup>2)</sup> 杨青慧<sup>1)</sup> 李胜<sup>1)</sup> 荆玉兰<sup>1)</sup> 张怀武<sup>1)</sup>

1) (电子科技大学, 电子薄膜与集成器件国家重点实验室, 成都 610054)

2) (电子科技大学, 通信抗干扰技术国家级重点实验室, 成都 610054)

(2013年8月15日收到; 2013年9月6日收到修改稿)

本文提出一种基于圆台形吸收单元的超宽带、极化不敏感的超材料太赫兹吸收器. 该超材料吸收器采用金属薄膜金和介质层二氧化硅交替叠加的多层结构. 采用商业软件 CST Studio Suite 2009 时域求解器计算了其在 0—10 THz 波段内的吸收率  $A(\omega)$ , 在 2—10 THz 之间实现了对入射太赫兹波的超宽频带强吸收. 仿真结果表明, 由于其圆台形单元结构, 在器件垂直方向上形成一系列不同尺寸的微型吸收器, 产生了吸收频点相连的多频吸收峰. 利用不同吸收峰的耦合叠加效应, 获得超过 8 THz 的超宽带太赫兹波吸收, 吸收强度达到 92.3% 以上. 这一结构具有超宽带强吸收, 360° 极化不敏感以及易于加工等优越特性, 因而在太赫兹波探测器、光谱成像以及隐身技术方面具有潜在的应用.

**关键词:** 太赫兹波, 超材料吸收器, 圆台结构, 超宽带

**PACS:** 78.20.Ci, 81.05.Xj, 78.47.jh

**DOI:** 10.7498/aps.62.237801

## 1 引言

电磁超材料是一种具有超常电磁性质的人工结构材料, 可以实现负折射率、完美透射以及完美吸收等新型电磁波特性和完美透射特性<sup>[1]</sup>. 其中基于电磁超材料的完美吸收器, 在某一频点或者频段内对入射电磁波既不反射也不透射, 达到完全吸收的效果, 因而引起了学术界的极大兴趣. 超材料吸收器由 Landy 等<sup>[2]</sup> 第一次提出, 是一种金属层-介质层-超材料层三层结构. 由于其具有高吸收, 超薄厚度, 频率选择性和设计灵活性等优势, 在微波、太赫兹波和光波段都备受关注<sup>[3-8]</sup>, 在微型测辐射热仪、频谱成像、光探测器、隐身技术等领域具有巨大的应用潜力<sup>[9-12]</sup>. 然而, 超材料吸收器通常工作在单一波段, 只有很窄的吸收频带, 并且对入射电磁波偏振模式敏感, 限制了它们在光谱检测和相位成像等方面的实际应用<sup>[13-18]</sup>. 2009 年我们提出了一个太

赫兹频段的双频吸收器, 该吸收器的一个吸收单元包含两个电谐振结构, 因而能实现两个频点的强吸收<sup>[19]</sup>, 引起了对多频段太赫兹超材料吸收器的广泛研究<sup>[20-24]</sup>. 这些研究为宽频太赫兹超材料吸收器的研究奠定了基础, 因为通过多个相邻吸收峰的耦合叠加, 可以拓宽器件的吸收带宽. 基于这种理论, Huang 等将三个“工”形电谐振器在水平方向平行排列构成一个吸收单元, 利用多吸收峰的叠加效应实现了 100 GHz 的宽频吸收<sup>[25]</sup>. 然而由于工作波长的限制, 一个吸收单元的面积是有限的, 因此平面内所能平铺的谐振结构个数也是有限的, 这决定了通过在水平方向上排列多个谐振结构而获得的超宽带吸收是非常困难的. 2010 年 Ye 等设计了一种垂直吸收单元, 将尺寸不同的三个电谐振结构在垂直方向上排列, 较大的谐振结构在低频产生电容-电感 (LC) 谐振, 而较小谐振结构在高频产生偶极子谐振, 两种谐振叠加也实现了宽频吸收<sup>[26]</sup>. 随后, Grant 等通过在垂直方向上叠加多层不同几何

\* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 61131005)、教育部科学技术研究重大项目 (批准号: 313013)、国家高技术研究发展计划 (863 计划) (批准号: 2011AA010204)、教育部新世纪优秀人才资助计划 (批准号: NCET-11-0068)、四川省杰出青年学术技术带头人计划 (批准号: 2011JQ0001)、高校博士点专项科研基金 (批准号: 20110185130002)、中央高校基本科研业务费 (批准号: ZYGX2010J034) 和中国工程物理研究院太赫兹科学技术基金 (批准号: CAEP THZ201207) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: qywen@uestc.edu.cn; qywen@163.com

尺寸的“长臂”电谐振结构实现了吸收率为 60%、频带宽度为 1.86 THz 的极化不敏感的宽频吸收器 [27]. 但是这两种垂直太赫兹吸收器在加工过程中需要进行多次对准, 工艺复杂, 并且层数越多误差就越大, 因此吸收器的频带宽度受到限制. 2012 年 Cui 等理论上提出一种光波段宽频吸收器, 该器件的吸收单元为长条状的方形“锯齿”结构 [28]. 这种器件可以获得较宽的吸收带宽, 但是需要精确控制刻蚀过程, 制备过程非常复杂, 因此实验上不易实现. 而且这种“锯齿”形结构制作出的吸收器会不可避免的呈现电磁波极化敏感性.

本文提出了一种超宽频, 极化不敏感, 易于加工的新型太赫兹吸收器. 该器件的吸收单元是一个圆台结构, 圆台由多层金属层和介质层交替堆积而成. 由于每相邻的两层金属薄膜与其间的介质层构成一个微型吸收器, 因此该结构相当于多个微型吸收器在垂直方向上堆积而成. 由于其圆台结构, 因此从上到下每一个微型吸收器的吸收频点不同, 这些吸收频点相互叠加, 构成了一个宽频吸收器. 由于圆台单元结构具有旋转对称性, 使得该吸收器具有  $360^\circ$  的极化不敏感特性. 在我们的设计中, 采用金作为金属层, 二氧化硅作为介质层. 二氧化硅具有优良的热, 机械和介电性能, 并且与标准的半导体工艺相兼容, 生长技术也极为成熟, 可以精确控制薄膜厚度. 这为实际制备高性能的太赫兹吸收器奠定了基础. 我们详细研究了圆台形太赫兹吸收器

的单元结构、各层厚度等各个参数对吸收性能的影响规律, 获得了在 2—10 THz 之间实现吸收率达到 92.3%, 频带宽度为 8 THz 的吸收器, 并且该吸收器对太赫兹波具有  $360^\circ$  极化不敏感性.

## 2 器件结构设计

如图 1 所示, 该宽频太赫兹超材料吸收器是由圆台形吸收单元周期性排列而成, 阵列周期为  $p$ . 每一个圆台形吸收单元的上底直径为  $r_t$ , 下底直径为  $r_d$ , 高度为  $h$ . 圆台由金层和二氧化硅层交替堆积而成, 如图 1(c) 所示, 重叠周期数为  $n$ . 实际上, 圆台吸收单元可以看做是一组超短垂直波导, 不同频率的太赫兹波可以被圆台单元的不同部位吸收. 利用商业电磁分析软件 CST Microwave Studio 2009 对所设计的超材料太赫兹吸收器进行仿真. 计算中, 二氧化硅在太赫兹频段的折射率为  $2.0 + 0.025i$ , 金的电导率是  $4.09 \times 10^7$  S/m. 其中电场  $E$  沿  $+x$  方向, 磁场  $H$  沿  $+y$  方向, 电磁波沿  $+z$  方向垂直入射到超材料吸收器. 超材料吸收器的吸收率  $A(\omega)$  可以表示为  $A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega)$ , 其中  $R(\omega)$  是反射率,  $T(\omega)$  是透射率. 因为底层连续 Au 薄膜的存在使得整个吸收器的透射  $T(\omega) = 0$ , 所以只要计算出反射率  $R(\omega)$ , 就可以利用  $A(\omega) = 1 - R(\omega)$  计算出器件的太赫兹吸收率.

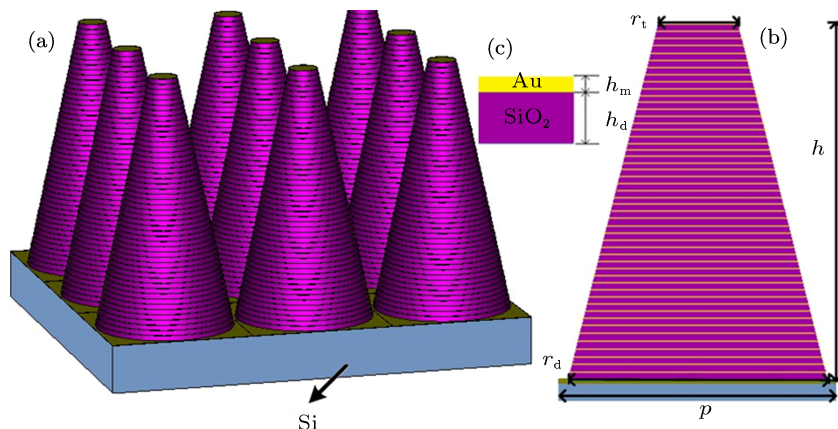


图 1 超材料吸收器的结构示意图 (a) 阵列图; (b) 剖面结构及其参数; (c) 金属-介质双层结构

## 3 仿真与分析

利用 CST 软件对吸收器结构进行优化. 优化后的超材料吸收器的结构参数如下: 圆台形单元的周期  $p = 60 \mu\text{m}$ , Au/SiO<sub>2</sub> 的层数  $n = 50$ , 圆台上底直

径  $r_t = 12 \mu\text{m}$ , 下底直径  $r_d = 58 \mu\text{m}$ , 金属层金的厚度  $h_m = 50 \text{nm}$ , 介质层二氧化硅的厚度  $h_d = 2 \mu\text{m}$ . 圆台的高度  $h = n \times (h_m + h_d) = 102.5 \mu\text{m}$ . 在该优化尺寸下, 计算出超材料吸收器的吸收率  $A(\omega)$  如图 2 所示. 可以看出在 2—4 THz 频段, 超材料对

入射太赫兹波的吸收强度为 100%，达到完美吸收效果。在 4 THz 以上吸收强度随频率变化略有下降并伴随有振荡现象，但是在 7.5 THz 以下依然保持高达 96% 的吸收率。在 8 THz 以上开始出现几个吸收极小值，其中在 8.7 THz 附近的吸收极小值为 92.3%。因此，在 2—10 THz 的范围内，吸收器的吸收强度都达到 92% 以上，实现了超宽带吸收。此外，由于该超材料吸收器的吸收单元为圆台形结构，具有旋转对称性，因而该吸收器是极化无关的。这种超宽带极化不敏感的太赫兹吸收器，在太赫兹波能量采集、光谱探测或者隐身技术方面均具有重要的应用价值。

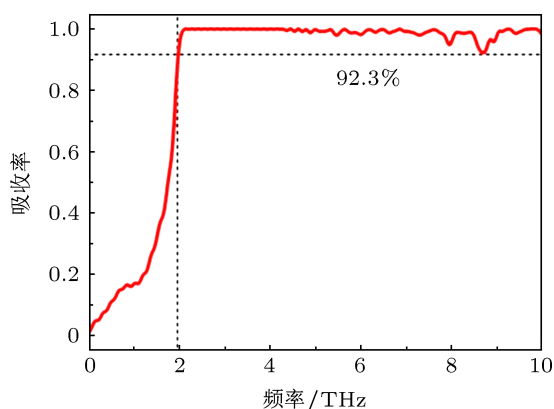


图 2 仿真得到的超材料吸收器的吸收率

为了了解该吸收器产生超宽频吸收的机理，我们分析了 2—10 THz 之间的 12 个代表性频率点下超材料吸收器中电场能量分布情况，如图 3 所示。电场能量的大小代表了该处发生电磁波吸收的程度。从图 3 可以看出，不同频率的太赫兹波聚集在圆台形吸收单元结构的不同部位。例如：频率为 2 THz 的低频入射波主要集中在圆台的最底部，而此时圆台顶部的电场能量分布极其微弱，这表明 2 THz 的电磁波的吸收主要发生在吸收单元的最底部。而对于频率为 9 THz 的高频太赫兹波，其吸收主要发生在圆台形吸收单元的顶部，圆台底部的电场能量分布极其微弱，正好与低频太赫兹波的电场能量分布相反。值得注意的是，因为吸收单元的圆台形结构，从下向上每层金属的尺寸依次递减。如果我们把相邻的金属层及他们之间的介质层看成一个微型吸收器的话，则每一个频率点的吸收也是多个微型吸收器共同作用的结果。图 3 也显示了其他频率点的电场分布情况，总体来说，随着入射波频率的增大，电场能量在圆台形单元结构的分布位置从圆台底部依次向顶部移动。也就是说，吸收器的不同部位能够吸收不同频段的太赫兹波。其根本原因在于：

我们所设计的超宽频吸收器中，金属薄膜的厚度小于我们所研究的频率范围内的金属的趋肤深度（太赫兹频段约为 100 nm）。因此，入射电磁波可以直接穿透金属薄膜。入射电磁波的电场分量与各层金薄膜产生了电偶极子响应。电偶极子的谐振频率可以表示为  $\omega_e \propto c/2(r_i + r_{i+1})\sqrt{\epsilon_{ieff}^{[29]}}$ ，其中  $c$  为真空中的光速， $r_i, r_{i+1}$  ( $i = 1, 2, 3, \dots, 50$ ) 为对应金薄膜的下底直径及上底直径， $\epsilon_{ieff}$  为每层金薄膜附近的等效介电常数。入射电磁场的磁分量穿透金膜，在各层金属之间产生水平方向的磁谐振。当电响应激发的等效介电常数  $\epsilon(\omega)$  和磁响应激发的等效磁导率  $\mu(\omega)$  接近时，器件的阻抗接近于 1，则可实现与自由空间的阻抗匹配，这时电磁波可以无反射地完全进入到吸收器中，实现完美吸收。由于谐振频率与金薄膜的上下底直径之和成反比，上下底直径之和越大，谐振频率越小，因此底层对应频率较低的吸收，顶层对应频率较高的吸收。不同部位引起的太赫兹吸收通过耦合叠加，导致超宽带太赫兹吸收。

从电场能量分布特性可以很好地解释图 2 中看到的高频段吸收随频率变化而振荡的现象。如图 3 所示，吸收单元的下半部对应 2—4 THz 的频率范围，而上半部对应 4—10 THz 的很宽频段的吸收。因此在 2—4 THz 频段，多个吸收频点紧密相邻，叠加在一起形成极平滑的宽带吸收峰。而在 4—10 THz 的极宽的频率范围，相邻共振频率之间的差值变大，导致峰与峰之间的叠加不再像低频处那样紧密，从而出现了不能完全叠加的现象，这导致吸收强度随频率有所波动。频率越高，振荡越明显、幅度越大，并且在某些频点出现吸收极小值的现象（如 8.7 THz）。此外，该圆台形太赫兹吸收器在 2—10 THz 具有较好的吸收效果，但在 0—2 THz 的吸收效果欠佳，由图 3 的模拟结果可知，该吸收器底层对应频率较低的吸收，进一步的模拟仿真证明通过增大圆台底部直径可以提高 0—2 THz 的吸收效果，但是此时高频处将会出现多处振荡现象，从而导致高频处的吸收峰不够平滑。

我们研究了圆台形状对宽频吸收特性的影响规律。保持其他参数不变，改变圆台上底直径的大小  $r_t$ ，使其按照 58  $\mu\text{m}$ , 32  $\mu\text{m}$ , 16  $\mu\text{m}$ , 12  $\mu\text{m}$  依次减小，进行模拟仿真，所得吸收谱如图 4 所示。由图 4(a) 可以看出，当圆台的上底直径与下底直径相等 ( $r_t = 58 \mu\text{m}$ ) 即单元结构为圆柱形时其吸收频谱类似于一维光子晶体。在 0—2 THz 之间出现多个共振峰。根据  $\omega_e \propto c/2(r_i + r_{i+1})\sqrt{\epsilon_{ieff}}$ ，当  $r_t$  较大时，相应的  $r_i, r_{i+1}$  ( $i = 1, 2, 3, \dots, 50$ ) 也比较大，以至于

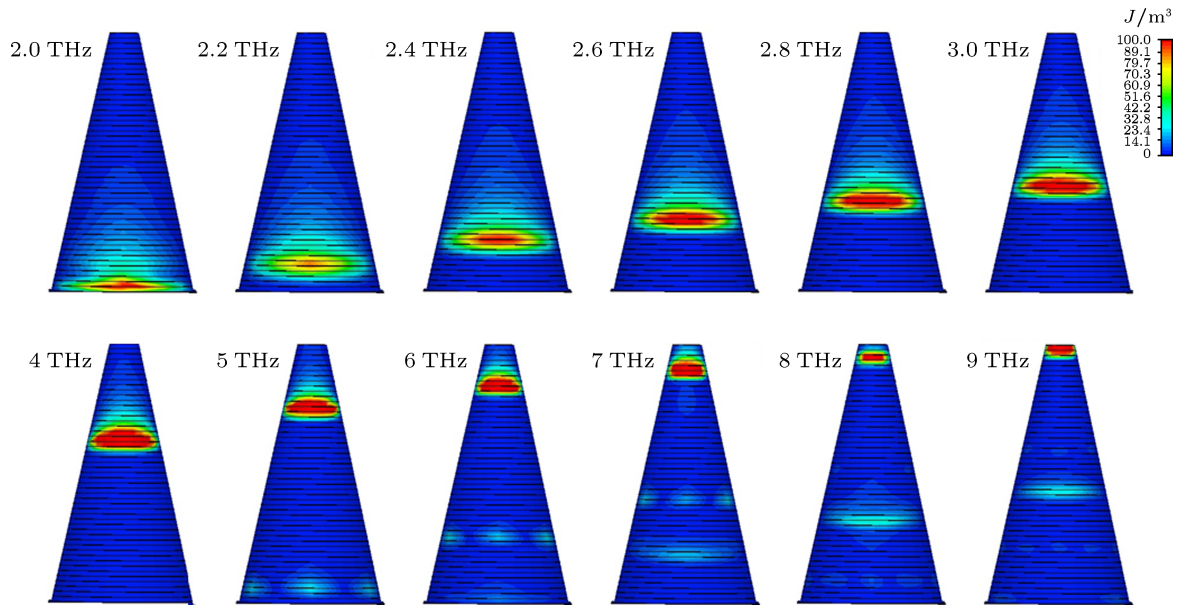


图3 不同电谐振频率点的电场能量分布

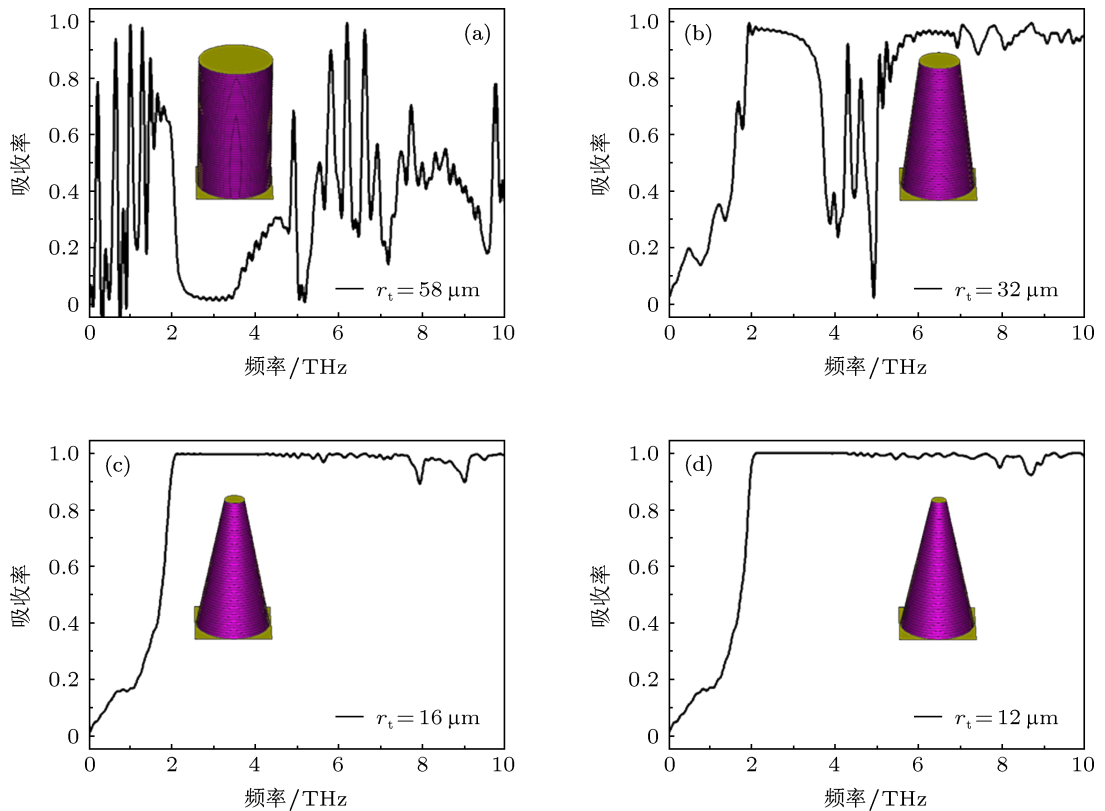


图4 圆台上底直径  $r_t$  对吸收率的影响

对应的工作频率  $\omega_c$  的值比较小, 所以会有大量的共振峰聚集在低频处, 但是这些共振峰没有产生良好的耦合叠加效应而形成宽带吸收. 在 2—3.5 THz, 出现了一个很宽的吸收禁带, 意味着在这个频段内, 太赫兹波被完全反射了. 因此假使没有底层的连续

金属层, 该器件将形成一个超宽频太赫兹透射禁带. 此外, 在 4.5—6.5 THz 之间也出现了几个吸收率较高的共振峰, 但是与低频处的共振峰类似, 这几个峰值之间也是不连贯的, 并不能产生吸收峰的耦合效应, 因此, 不能实现宽频吸收. 这些现象与一维光



子晶体非常类似. 当  $r_t$  由  $58\ \mu\text{m}$  向  $12\ \mu\text{m}$  依次减小时, 原来位于  $0\text{--}2\ \text{THz}$  及  $4.5\text{--}6.5\ \text{THz}$  之间的共振峰逐渐向较高频方向移动, 此时  $2\text{--}10\ \text{THz}$  之间的大部分的吸收峰值都有所增大, 并且相邻的吸收峰开始产生耦合效应. 当  $r_t = 12\ \mu\text{m}$  时, 几乎所有的吸收峰都参与了耦合, 实现了超宽频吸收, 并且吸收率都在  $92.3\%$  以上. 但是进一步的模拟仿真发现, 继续减小  $r_t$  的值时, 高频吸收峰处的振荡幅度将会变大. 因此, 可以得出: 在一定的范围内, 圆台的上下底直径之间的差值越大, 参与耦合效应的吸收峰越多, 吸收频带越宽、越平滑. 另外由于  $r_t$  是圆台上底直径的大小,  $r_t$  的变化对圆台上半部尺寸的影响远远大于对下半部尺寸的影响, 因此, 从图 4 的模拟结果可以看出该超宽频吸收器在  $0\text{--}2\ \text{THz}$  和  $2\text{--}10\ \text{THz}$  的吸收率随  $r_t$  的变化情况有所不同.

我们进一步研究了其他参数对器件吸收特性的影响规律. 分别计算了器件的太赫兹吸收谱随圆台单元下底直径  $r_d$ 、单元周期  $p$ 、介质层厚度  $h_d$  和金/二氧化硅层数  $n$  的变化规律, 结果如图 5 所示. 在计算过程中, 其他参数均保持为最优化值不变. 由图 5(a) 可以看出, 随着  $r_d$  的减小, 吸收曲线相应地发生蓝移, 在较高频率处出现多个单频吸收

峰, 并且峰值数量随  $r_d$  减小而增多, 各个吸收峰值却随之减小. 主要是随着  $r_d$  的减小, 各层金薄膜的上下底直径  $r_i, r_{i+1}$  也会随之减小, 从而各个电谐振单元的谐振频率将会增大, 引起吸收曲线的蓝移现象. 符合  $\omega_e \propto c/2(r_i + r_{i+1})\sqrt{\epsilon_{\text{ieff}}}$  的变化规律. 另外随着  $r_d$  的减小,  $r_{i-1}$  与  $r_i$  及  $r_i$  与  $r_{i+1}$  之间的差值都将变小, 吸收单元越接近圆柱形结构, 共振峰之间不能产生耦合效应, 所以会呈现多个单频吸收峰的现象. 最后, 各层金薄膜的上下底直径  $r_i, r_{i+1}$  的变化使得每层谐振器的顶层相对自由空间的等效阻抗变大, 而相对介质层的等效阻抗变小, 因此反射率增加, 吸收率减小, 因此会出现吸收峰值随  $r_d$  的减小而减小的现象. 图 5(b) 所示为太赫兹吸收频谱随着吸收单元周期  $p$  变化规律. 随着  $p$  的增大, 共振峰的个数逐渐增多, 大部分吸收峰所对应的共振频率不能形成连贯的共振频带, 并且大部分峰值越来越小. 介质层厚度  $h_d$  是一个关键参数, 垂直入射的条件下,  $h_d = 2, 1, 0.5, 0.2\ \mu\text{m}$  时的吸收谱如图 5(c) 所示. 随着  $h_d$  的减小, 吸收率逐渐降低. 但是当  $h_d > 1\ \mu\text{m}$  时,  $2\text{--}6\ \text{THz}$  之间的吸收率仍然在  $89\%$  以上;  $6\text{--}10\ \text{THz}$  之间的吸收率也保持在  $75\%$  以上, 但是有一些振荡出现在该带宽内的吸

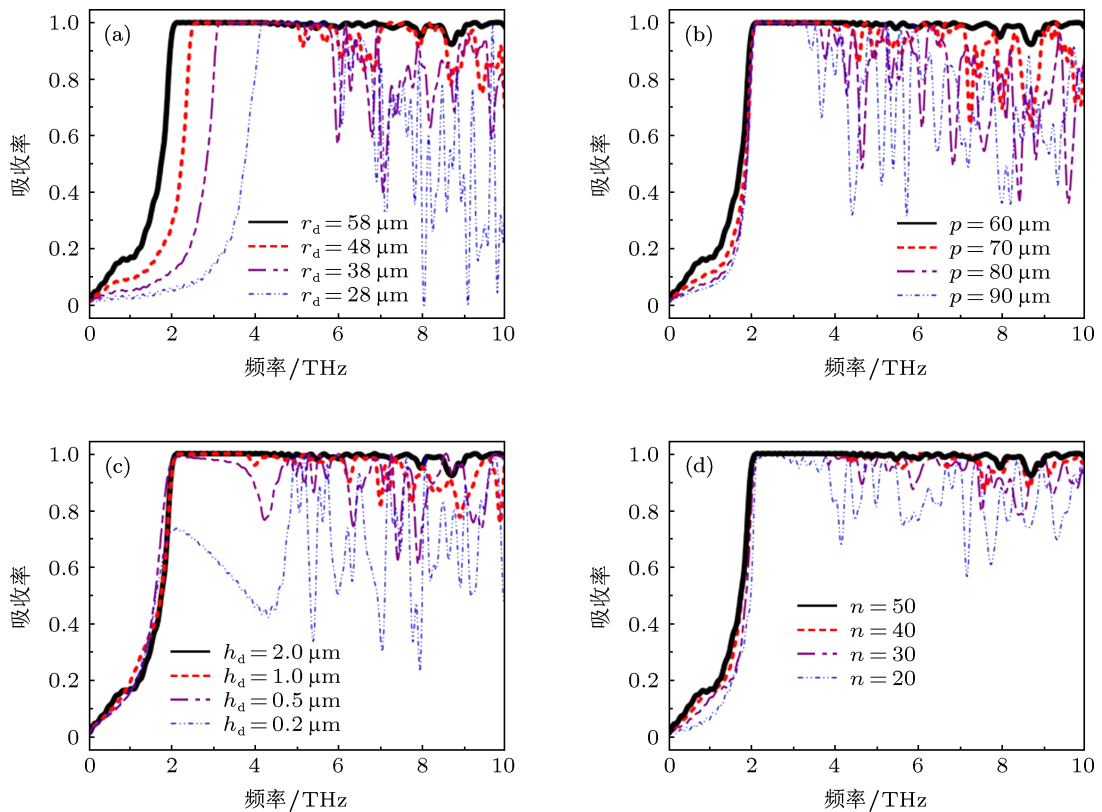


图 5 吸收器单元结构各参数对太赫兹波吸收率的影响 (a) 圆台上底直径; (b) 单元周期; (c) 介质层厚度; (d) 金/二氧化硅的层数

收曲线上. 当  $h_d < 1 \mu\text{m}$  时, 随着  $h_d$  的变小, 吸收率显著降低, 这是由于介质层厚度的降低使得每层谐振器的顶层相对自由空间的等效阻抗变大, 因此反射率增加, 吸收率减小. 图 5(d) 显示了金/二氧化硅的层数  $n$  对吸收特性的影响, 可以看出  $n$  对吸收器的频带宽度影响不如其他三个参数显著, 但是对吸收曲线的平滑度至关重要. 如果需要超宽带吸收, 则至少需要 40 个周期以上. 当然, 为了降低制备难度, 也可以只做 20 个周期, 这时候可以在低频段获得吸收率在 95% 以上, 带宽达到 1.8 THz 的有效吸收, 依然要优于目前已有报道的最好结果 [27].

接着, 我们研究了金层厚度对宽频吸收特性的影响规律. 保持其他参数不变, 改变金层厚度的大小  $h_m$ , 使其按照 20 nm, 50 nm, 80 nm, 100 nm 依次增加, 进行模拟仿真. 仿真结果表明, 随着金层厚度  $h_m$  的变化, 吸收器的吸收特性几乎没有发生任何变化. 因此, 得出金层厚度不是影响吸收器的频带宽度及平滑度的因素.

最后, 我们简单讨论一下该器件实现的可能性. 二氧化硅薄膜的制备是一个典型的 CMOS 工艺, 与标准的半导体工艺相兼容, 生长技术也极为成熟, 可以精确控制薄膜厚度, 保证薄膜的大面积的均匀性. 这为实际制备高性能的太赫兹吸收器奠定了

基础. 此外, 圆台形结构的设计不但提供了  $360^\circ$  的极化不敏感特性, 还方便了器件的刻蚀加工. 因为刻蚀的各向同性特性, 不需要额外的技术控制即可自然形成圆台形结构. 因此, 可以利用磁控溅射技术或者电子束蒸镀技术制备多层金/二氧化硅薄膜. 最后, 通过刻蚀的方法得到如图 1(a) 所示的超宽频吸收器. 该器件制作方便, 具有超宽带太赫兹吸收和非极化敏感特性, 因此将具有非常好的应用价值.

## 4 结论

本文设计了一种基于圆台形吸收单元的超宽带、极化不敏感的超材料太赫兹吸收器. 该吸收器的吸收单元呈圆台形, 由金/二氧化硅薄膜交替形成多层结构. 通过仿真优化了该吸收器, 获得了 2—10 THz 之间的超宽带吸收, 吸收率均大于 92.3%. 器件形成宽频吸收的机理来源于垂直方向多个微型吸收器形成的吸收峰产生耦合叠加作用. 我们深入研究器件结构及相关参数对吸收特性的影响规律, 发现圆台单元的上下底直径、周期以及金/二氧化硅层数, 均对宽带吸收特性具有重要的影响. 该器件制作方便, 具有超宽带太赫兹吸收和非极化敏感特性, 因此将具有非常好的应用潜力.

- [1] Caloz C, Itoh T 2006 *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications: The Engineering Approach* (New Jersey: John Wiley & Sons, Inc.) pp2,3
- [2] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, Smith D R, Padilla W J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 207402
- [3] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2006 *Science* **314** 977
- [4] Tao H, Padilla W J, Zhang X, Averitt R D 2011 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **17** 92
- [5] Tao H, Landy N I, Bingham C M, Zhang X, Averitt R D, Padilla W J 2008 *Opt. Express* **16** 7181
- [6] Avitzour Y, Urzhumov Y A, Shvetset G 2009 *Phys. Rev.* **79** 045131
- [7] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, Smith D R, Padilla W J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 207402
- [8] Tao H, Bingham C M, Strikwerda A C, Pilon D, Shrekenhamer D, Landy N I, Fan K, Zhang X, Padilla W J, Averitt R D 2008 *Phys. Rev. B* **78** 241103
- [9] Diem M, Koschny T, Soukoulis C M 2009 *Phys. Rev. B* **79** 33101
- [10] Liu X L, Starr T, Starr A F, Padilla W J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 207403
- [11] Liu N, Mesch M, Weiss T, Hentschel M, Giessen H 2010 *Nano Lett.* **10** 2342
- [12] Noor A, Hu Z 2010 *Iet. Microw. Antenna P* **4** 667
- [13] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2006 *Science* **314** 977
- [14] Lu L, Qu S B, Ma H, Yu F, Xia S, Xu Z, Bai P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 104102 (in Chinese) [鲁磊, 屈绍波, 马华, 余斐, 夏颂, 徐卓, 柏鹏 2013 物理学报 **62** 104102]
- [15] Lu L, Qu S B, Xia S, Xu Z, Ma H, Wang J F, Yu F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 013701 (in Chinese) [鲁磊, 屈绍波, 夏颂, 徐卓, 马华, 王甲富, 余斐 2013 物理学报 **62** 013701]
- [16] Grant J, Ma Y, Saha S, Lok L B, Khalid A, Cumming D R S 2011 *Opt. Lett.* **36** 1524
- [17] Wang B, Koschny T, Soukoulis C M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 033108
- [18] Brown J R, Hibbins A P, Lockyear M J, Lawrence C R, Sambles J R 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 043105
- [19] Wen Q Y, Zhang H W, Xie Y S, Yang Q H, Liu Y L 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 241111
- [20] Gu C, Qu S B, Pei Z B, Xu Z, Liu J, Gu W 2011 *Chin. Phys. B* **20** 017801
- [21] Shen X P, Cui T J, Ye J X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 058101 (in Chinese) [沈晓鹏, 崔铁军, 叶建祥 2012 物理学报 **61** 058101]
- [22] Chen Z, Zhang Y X 2013 *Chin. Phys. B* **22** 067802
- [23] Huang L, Chen H 2011 *Progress In Electromagnetics Research* **113** 103
- [24] Peng X Y, Wang B, Lai S M, Zhang D H, Teng J H 2012 *Opt. Express* **20** 27756
- [25] Huang L, Chowdhury D R, Ramani S, Reiten M T, Luo S N, Taylor A J, Chen H T 2012 *Opt. Lett.* **37** 154
- [26] Ye Y Q, Jin Y, He S L 2010 *Journal of the Optical Society of America*

B 27 498

[27] Grant J, Ma Y, Saha S, Khalid A, Cumming D R S 2011 *Opt. Lett.* **36** 3476

[28] Cui Y, Fung K H, Xu J, Ma H, Jin Y, He S, Fang N X 2012 *Nano Lett.*

12 1443

[29] Padilla W J, Taylor A J, Highstrete C, Lee M, Averitt R D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 107401

# A polarization-independent and ultra-broadband terahertz metamaterial absorber studied based on circular-truncated cone structure\*

Mo Man-Man<sup>1)</sup> Wen Qi-Ye<sup>1)†</sup> Chen Zhi<sup>2)</sup> Yang Qing-Hui<sup>1)</sup>  
Li Sheng<sup>1)</sup> Jing Yu-Lan<sup>1)</sup> Zhang Huai-Wu<sup>1)</sup>

1) (State Key Laboratory of Electronic Films and Integrated Devices, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

2) (National Key Laboratory of Science and Technology on Communication, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 15 August 2013; revised manuscript received 6 September 2013)

## Abstract

In this paper, we present an ultra-broadband polarization-independent terahertz (THz) metamaterial absorber (MA) made of circular truncated cone metamaterial. Absorptivity higher than 92.3% at normal incidence is obtained in a wide range of frequencies from 2 to 10 THz. We employ an isotropic metamaterial cell which consists of alternating layers of Au metal and SiO<sub>2</sub> dielectric spacer. The absorption spectra of the THz MA are calculated using the finite-difference time domain (FDTD) method within the CST Microwave Studio 2009 in the frequency range of 0–10 THz. Our broadband absorber can be regarded as a group of micro-absorbers perpendicularly stacked and their absorption peaks coupling to each other to form an ultra broadband absorption. This THz MA has the advantages of broadband, polarization-independent and fabrication facility, and thus can be widely applied in THz wave harvesting, detection, spectrum imaging and stealthy technology.

**Keywords:** terahertz wave, metamaterials absorber, circular truncated cone, ultra-broadband

**PACS:** 78.20.Ci, 81.05.Xj, 78.47.jh

**DOI:** 10.7498/aps.62.237801

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61131005), the Key Project of Chinese Ministry of Education of China (Grant No. 313013), the National High Technology Research and Development Program 863 (Grant No. 2011AA010204), the “New Century Excellent Talent Foundation” of China (Grant No. NCET-11-0068), Sichuan Youth S & T foundation, China (Grant No. 2011JQ0001), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20110185130002), the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (Grant No. ZYGX2010J034), and the CAEP THz Science and Technology Foundation (Grant No. CAEP THZ201207).

† Corresponding author. E-mail: qywen@uestc.edu.cn; qywen@163.com