

## 钛圆盘阵列增强微测辐射热计太赫兹波吸收特性\*

牛青辰 苟君† 王军 蒋亚东

(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)

(2019年6月11日收到; 2019年7月19日收到修改稿)

提出一种集成在微桥结构中的二维亚波长周期钛 (Ti) 金属圆盘阵列结构, 以增强太赫兹微测辐射热计的吸收率. 基于严格耦合波分析方法, 建立吸收结构模型, 研究了不同结构的 Ti 圆盘阵列及其在微桥阵列结构中的太赫兹波吸收特性. 周期 Ti 圆盘阵列结构降低了金属的表面等离子体频率, 在太赫兹波段激发伪表面等离子体激元并实现共振增强吸收. 共振吸收频率由周期、直径等 Ti 圆盘阵列的结构参数决定, 圆盘厚度则对太赫兹波吸收率有重要影响, 微桥结构中的谐振腔结构可降低共振频率并增强耦合效率. 设计的微桥探测结构以较小的 Ti 圆盘阵列周期 (37  $\mu\text{m}$ ) 实现突破衍射极限的太赫兹波约束, 在 3.5 THz (波长 85.7  $\mu\text{m}$ ) 实现接近 90% 的太赫兹波吸收率, 满足太赫兹微测辐射热计小尺寸、高吸收及工艺兼容的要求.

**关键词:** 太赫兹, 微测辐射热计, 伪表面等离子体激元, 严格耦合波分析

**PACS:** 85.60.Bt, 42.79.Pw, 85.85.+j

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190902

## 1 引言

太赫兹 (Terahertz, THz) 波是指频率在 0.1—10.0 THz (波长 30  $\mu\text{m}$ —3 mm) 范围内的电磁波, 位于毫米波与红外波之间, 是国际上重要的前沿交叉领域. 太赫兹波具有瞬态性、宽带性、低能性、穿透性、光谱特征吸收等很多独特的性质, 因此, 太赫兹技术在安全检测<sup>[1,2]</sup>、生物医学<sup>[3,4]</sup>、材料化学<sup>[5]</sup>、能源环境等领域具有重要的应用价值. 在太赫兹技术开发和应用中, 太赫兹信号的探测具有举足轻重的意义. 目前, 太赫兹探测方法主要基于能够直接测量太赫兹信号的两种效应: 光子效应以及光热效应. 太赫兹光子探测器对太赫兹波的探测通过吸收太赫兹波能量后产生的光电效应来实现, 包括肖特基二极管<sup>[6]</sup>、场效应管 (FET)<sup>[7]</sup>、超导-绝缘体-超导混频器 (SIS)<sup>[8]</sup>、量子阱 (QW) 探测器<sup>[9]</sup>等. 光子探测器探测灵敏度高, 响应时间短, 但对

波长具有选择性, 且往往需要制冷, 制作成本高. 光热探测器通过吸收太赫兹波的能量, 然后转换为电阻率、温度和自发极化强度变化等进行探测, 主要有热释电探测器、测辐射热计和高莱探测器. 其中, 热释电探测器和测辐射热计能够实现室温工作、阵列化、宽光谱的连续太赫兹波探测. 但热释电探测器的制备基于热释电晶体材料 (如钽酸锂), 无法与硅基 CMOS 电路集成, 并且为保障探测性能必须采用厚度很薄的晶体材料<sup>[10]</sup>. 微测辐射热计以微桥结构为基本单元, 制备二维焦平面探测器阵列, 通过读取因吸收目标太赫兹波而引起热敏薄膜电阻变化, 实现太赫兹波探测. 因此, 在集成性、阵列化及成本方面, 微测辐射热计在太赫兹波探测成像领域具有巨大的优势.

由于太赫兹波处于与红外光相邻近的波段, 而微测辐射热计型红外探测器技术已非常成熟. 红外微测辐射热计在太赫兹辐射源的照射下可以用于太赫兹波段的探测与成像<sup>[11–13]</sup>, 但传统的红外微

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61875031) 和国家自然科学基金创新研究群体科学基金 (批准号: 61421002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [goujun@uestc.edu.cn](mailto:goujun@uestc.edu.cn)

测辐射热计微桥结构无法对波长较长的太赫兹波进行谐振吸收, 导致器件对目标辐射的吸收极低 ( $< 4\%$ ), 难以提供较高的响应与灵敏度<sup>[14]</sup>. 因此, 需要增加太赫兹波吸收层. 金属薄膜由于电阻损耗可以吸收太赫兹波, 且具有低热容、高热导及与微桥结构的制备工艺兼容等优点, 成为太赫兹微测辐射热计中吸收材料的首选<sup>[15–17]</sup>, 表面修饰可进一步提高金属薄膜的有效吸收面积<sup>[18]</sup>, 但金属薄膜吸收太赫兹波的理论上限仅 50%<sup>[19]</sup>. 将天线、超材料等吸波结构集成到微桥结构中可有效提高太赫兹微测辐射热计的吸收率. 法国 CEA-Leti 实验室制备出 11  $\mu\text{m}$  高的介质谐振腔结构, 采用多层天线耦合的方法, 显著提高了太赫兹波吸收率和探测灵敏度<sup>[20,21]</sup>. 但是, 高谐振腔微桥结构的制备与电学连通实现难度较大, 多层天线结构复杂, 集成性与工艺兼容性有待改善.

在光学波段, 表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 是金属与介质界面处自由电子气的集体共振, 能够将电磁波约束在纳米级别的尺寸结构中, 具有克服衍射极限和在亚波长尺寸内操纵光束的能力<sup>[22,23]</sup>. 而金属的等离子体频率一般位于可见光和紫外波段, 在微波和太赫兹波段类似于理想导体, 电磁波渗透能力很弱, 所以表面电子和电磁波的相互耦合作用非常微弱, 使得 SPPs 表面电磁模式变得非常微弱<sup>[24]</sup>. 2004 年, Pendry 等<sup>[25]</sup> 提出了伪表面等离子体 (spoof surface plasmon polaritons, sSPPs) 理论, 在金属表面构造周期性的光栅结构和孔洞结构, 等效降低了表面等离子体频率, 光能量通过金属表面产生渗透作用, 达到亚波长约束的效果.

本文将二维周期金属钛 (Ti) 圆盘结构与太赫兹微测辐射热计微桥结构阵列相结合, 在太赫兹波段激发 sSPPs 共振增强吸收. 基于严格耦合波 (rigorous coupled-wave analysis, RCWA) 分析方法, 建立吸收结构模型, 研究圆盘直径、周期、厚度等吸收层结构参数以及真空腔、反射层、支撑层等对太赫兹波吸收特性的影响, 实现对共振吸收频率与太赫兹波吸收率的调制. 基于小的 Ti 圆盘阵列周期 (37  $\mu\text{m}$ ), 微桥探测结构在较低的太赫兹频率 (3.5 THz) 下突破衍射极限, 获得接近 90% 的太赫兹波吸收率.

## 2 结构设计与理论计算

微测辐射热计型室温太赫兹探测器阵列由许多 MEMS 微桥结构的像元在焦平面上二维重复排列构成, 每个像元对辐射进行测量. 其基本原理为: 太赫兹辐射被像元中的吸收层吸收后引起温度变化, 进而使氧化钒热敏电阻的阻值变化; 氧化钒热敏电阻通过 MEMS 绝热微桥支撑在硅衬底上方, 并通过支撑结构与制作在硅衬底上的 COMS 读出电路 (ROIC) 相连; 读出电路将热敏电阻阻值变化转变为差分电流并进行积分放大, 经采样后得到热图像中单个像元的灰度值. 为了提高探测器的响应率和灵敏度, 要求探测器像元微桥具有良好的热绝缘性, 同时为保证成像的帧频, 需使像元的热容尽量小以保证足够小的热时间常数. 本文中室温太赫兹微测辐射热计焦平面阵列的探测单元微桥结构如图 1(a) 所示. 每个微桥结构由桥面 (敏感区域) 以及支撑桥面的两条桥腿组成. 细长的桥腿同时用作机械支撑、电学和热学通道. 桥面尽量轻、薄以减小热质量. 桥面层自下而上包括氮化硅 ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) 支撑层、氧化钒 ( $\text{VO}_x$ ) 热敏薄膜、钝化层 ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) 和金属薄膜 (Ti) 太赫兹波吸收层. 在衬底上制作反射层 (Ti), 与桥面之间形成谐振腔 (约 2  $\mu\text{m}$ ), 但由于太赫兹波的波长较长, 该谐振腔并无明显的增强吸收的效果, 在没有太赫兹波吸收层的情况下, 微桥结构的太赫兹波吸收率极低 (2.6%—4%). 为了增强太赫兹波的吸收, 在桥面的顶部集成了一层超薄 Ti 薄膜作为太赫兹波吸收层. 与其他金属薄膜相比, Ti 薄膜厚度容易控制且可以通过反应离子刻蚀工艺实现图形化, 具有很好的工艺兼容性.

本文采用简化的结构分析 Ti 金属薄膜吸收层在微桥结构阵列中的太赫兹波吸收特性. 设计圆盘状 Ti 金属薄膜并集成到每个微桥单元结构中, 形成周期为  $p$ 、直径为  $d$  的二维亚波长金属圆盘阵列, 其俯视图和剖面图分别如图 1(b) 和图 1(c) 所示. 增加反射层与增加反射层及支撑层的吸收结构分别如图 1(d) 和图 1(e) 所示. 采用 RCWA 方法计算并分析不同吸收结构的太赫兹波吸收特性. RCWA 方法对计算区域进行严格划分, 并对不同区域的电场和磁场进行傅里叶级数展开以及耦合叠加, 将对 Maxwell 方程的求解转化成对特征函

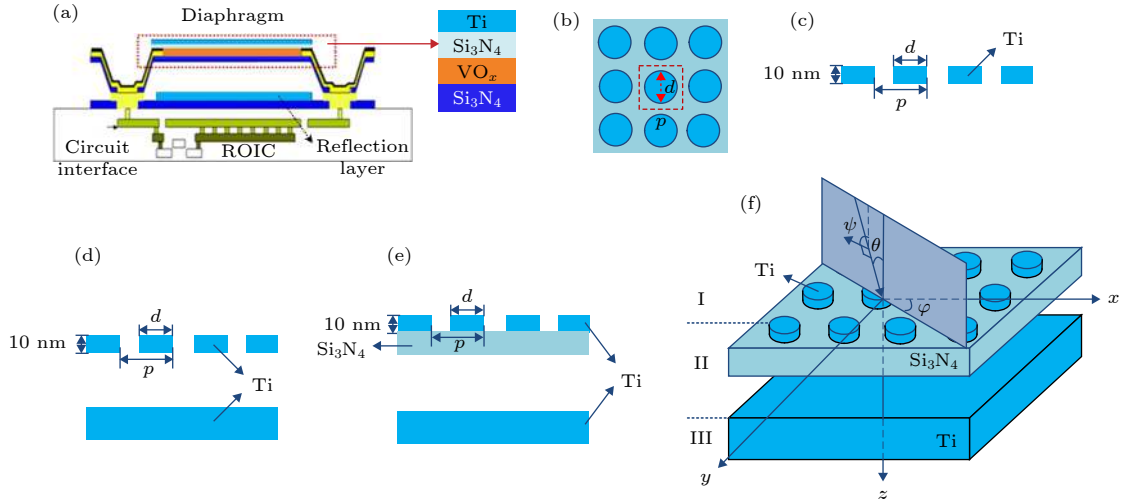


图 1 吸收结构图 (a) 太赫兹微测辐射热计焦平面阵列的探测单元微桥结构; (b) 二维亚波长 Ti 圆盘阵列俯视图; (c) 周期 Ti 圆盘阵列剖面图; (d) 增加反射层的吸收结构; (e) 增加反射层及支撑层的吸收结构; (f) 直角坐标系下的入射平面波与吸收结构模型

Fig. 1. Absorption structures: (a) Pixel structure of THz microbolometer focal plane array (FPA); (b) top view of a two-dimensional subwavelength Ti disk array; (c) sectional view of a periodic Ti disk array; (d) absorption structure with a reflection layer; (e) absorption structure with reflection layer and supporting layer; (f) absorption structure illuminated by a plane wave with a rectangular Cartesian coordinate system attached.

数的求解, 最后结合边界条件求得问题的本征值<sup>[26,27]</sup>. 对于图 1 中的周期性微结构, RCWA 方法能够非常精确且快速地计算出其各级反射、透射以及吸收光谱.

RCWA 方法将集成在微桥结构中的 Ti 金属圆盘阵列看作是两个相互垂直的方向上周期排列的二维光栅<sup>[28]</sup>. 吸收结构被划分为三个区域: 区域 I 为入射区域, 其介质为真空, 介电常数为  $\epsilon_d$ ; 区域 III 为出射区域 (光栅基底区域), 对于图 1(c) 所示的单层 Ti 金属圆盘阵列, 基底介质为真空, 对于图 1(d) 和图 1(e) 所示的吸收结构, 基底材料为金属 Ti (反射层); 区域 II 为周期性光栅区域, 对于图 1(c) 和图 1(d) 所示的吸收结构, 由金属 Ti 与真空构成, 对于图 1(e) 所示的吸收结构, 由金属 Ti,  $\text{Si}_3\text{N}_4$  与真空谐振腔构成.

图 1(f) 为平面波入射到图 1(e) 所示的吸收结构的立体模型, 在附加的直角坐标系中,  $x$  轴和  $y$  轴平行于 Ti 金属圆盘阵列的两个周期方向,  $z$  轴垂直于光栅平面. 入射平面波的传播方向由入射角  $\theta$ , 方位角  $\varphi$  和极化角  $\psi$  决定, 光栅区域的电场矢量利用傅里叶级数展开可表示为

$$E_g = \sum_m \sum_n [S_{xmn}(z) e_x + S_{ymn}(z) e_y + S_{zmn}(z) e_z] \times \exp[-j(k_{xm}x + k_{yn}y)], \quad (1)$$

其中  $k_{xm} = k_{x0} \sin\theta - mK$ ,  $k_{ym} = k_{y0} \sin\theta - nK$ ,  $k_{x0} = k_{y0} = k\sqrt{\epsilon_d} \sin\theta \cos\varphi$ ,  $k$  为波矢,  $m, n$  为衍射的级数,  $K$  为光栅矢量 ( $K = 2\pi/p$ ),  $S_{mn}(z)$  为第  $mn$  级光栅区域谐波场的归一化振幅.

光栅区域的电场振幅满足亥姆霍兹方程, 而且该区域上下边界处的电场与磁场满足连续性边界条件, 即沿边界面的切向方向电场强度 ( $\mathbf{E}$ ) 与磁场强度 ( $\mathbf{H}$ ) 连续, 沿边界面法向方向电位移 ( $\mathbf{D}$ ) 与磁感应强度 ( $\mathbf{B}$ ) 连续. 求解麦克斯韦旋度方程并利用电磁场边界条件, 可将  $S_{mn}(z)$  表示为特征值的函数<sup>[29]</sup>:

$$S_{mn}(z) = \sum_i C_i w_{imn} \exp(\lambda_i z), \quad (2)$$

其中  $\lambda_i$  和  $w_{imn}$  为特征值与特征向量,  $C_i$  的值取决于边界条件.  $\lambda_i$  和  $w_{imn}$  可通过 matlab 的 eig 函数求解  $4N \times 4N$  矩阵特征值问题得到 ( $N$  为空间谐波级数, 本文中取  $N = 20$ ). 利用电磁场表达式匹配边界条件可以得到各级次反射衍射效率  $r_{mn}$  与透射衍射效率  $t_{mn}$  如下:

$$\begin{cases} r_{mn} = |R_{mn}|^2 \text{Re} \left( \frac{k_{1,zmn}}{k_0 \sqrt{\epsilon_d} s \cos\theta} \right), \\ t_{mn} = |T_{mn}|^2 \text{Re} \left( \frac{k_{3,zmn}}{k_0 \sqrt{\epsilon_d} s \cos\theta} \right), \end{cases} \quad (3)$$

其中  $R_{mn}$  为区域 I 中反射光的归一化电场矢量振幅,  $T_{mn}$  为区域 III 中透射光的归一化电场矢量



振幅.

$$k_{L,zmn} \begin{cases} \sqrt{k_0^2 n_L^2 - k_{xm}^2 - k_{ym}^2}, k_{xm}^2 + k_{ym}^2 \leq k_0^2 n_L^2, \\ -\sqrt{k_{xm}^2 + k_{ym}^2 - k_0^2 n_L^2}, k_{xm}^2 + k_{ym}^2 > k_0^2 n_L^2, \end{cases}$$

$$L = 1, 3, \quad (4)$$

其中  $n_L$  为  $L$  (1 或 3) 区域的折射率,  $k_0 = \omega/c$  为光在真空中的波数. 最终得到光栅区域的吸收率为

$$A = 1 - R - T = 1 - \sum r_{mn} - \sum t_{mn}. \quad (5)$$

Ti 在不同频率下的介电常数为  $\varepsilon_{\text{Ti}} = (n_{\text{Ti}} + ik_{\text{Ti}})^2$ ,  $n_{\text{Ti}}$  与  $k_{\text{Ti}}$  值如图 2(a) 所示 [30].  $\text{Si}_3\text{N}_4$  材料的  $n_{\text{Si}_3\text{N}_4}$  与  $k_{\text{Si}_3\text{N}_4}$  值如图 2(b) 所示 [31]. 真空谐振腔厚度为  $2 \mu\text{m}$  ( $n_d = 1$ ). 太赫兹波垂直入射到吸收结构上, 则  $\theta = 0$ ,  $\varphi = 0$ ,  $\psi = 90^\circ$  (TE 极化).

当固定频率的入射电磁波与金属表面的自由电子耦合形成振荡, 沿着交界面方向传播, 并沿着垂直于交界面方向指数衰减, 这种被激发出的电磁波称为表面等离子体激元. 在可见光与近红外频段, 金属与介质材料分界面的表面等离子体波具有如下色散关系 [32]:

$$\beta = k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}, \quad (6)$$

其中  $\beta$  为传播常数,  $\varepsilon_d$ ,  $\varepsilon_m$  分别为入射区与金属层的介电常数, 金属的介电常数满足 Drude 模型,  $k_x$  为沿  $x$  方向的波数. 在太赫兹波段, 金属是良导体, 金属区域的介电常数远远大于介质区域的介电常数, 难以激发出表面等离子体激元. 但是周期结构的亚波长金属阵列可以显著降低等离子体频率, 与入射太赫兹波匹配 [33], 产生一种在表面束缚且被增强的电磁波, 称为伪表面等离子体激元. 其匹配条

件满足

$$k_{\text{sSPPs}} = k_0 \sin\theta + mG_x + nG_y, \quad (7)$$

其中  $m, n$  为整数,  $G_x = G_y = 2\pi/p$ ,  $p$  为  $x$  与  $y$  方向的金属结构周期. 当垂直入射时,  $\theta = 0^\circ$ , 则 (7) 式可简化并得到激发出的伪表面等离子体激元的谐振频率为

$$f_{\text{sSPPs}} = \frac{\omega}{2\pi} = (m+n) \frac{c}{p} \sqrt{\frac{\varepsilon_d + \varepsilon_m}{\varepsilon_d \varepsilon_m}}. \quad (8)$$

可见, 入射到周期结构的太赫兹波满足匹配条件即可激发伪表面等离子体激元, 而谐振频率随着周期结构的周期增大而降低.

### 3 结果与讨论

首先基于 RCWA 方法计算了如图 1(c) 所示的单层周期 Ti 圆盘阵列的太赫兹波吸收特性. 金属圆盘厚度 ( $t$ ) 为  $10 \text{ nm}$ , 设置直径 ( $d$ ) 为  $28 \mu\text{m}$ , 周期 ( $p$ ) 为  $37 \mu\text{m}$ , 该结构在  $1.5\text{--}8 \text{ THz}$  的太赫兹波反射率 ( $R$ )、透射率 ( $T$ ) 与吸收率 ( $A = 1 - R - T$ ) 如图 3(a) 所示. 图 3(a) 中插图显示了厚度为  $10 \text{ nm}$  的连续 Ti 薄膜在该频段的太赫兹波反射率、透射率与吸收率. 连续 Ti 薄膜表现出宽频太赫兹波吸收特性, 但由于反射率较高 ( $> 70\%$ ), 吸收率较低 (约  $25\%$ ). 当形成二维周期结构后, 在较低的频率处, 周期 Ti 圆盘阵列具有很高的透射率 (约  $95\%$ ). 随着频率增大, 透射率降低, 反射率升高. 吸收率与反射率的变化趋势相似. 在  $6.5 \text{ THz}$  处, 二维周期 Ti 圆盘阵列结构的等离子体频率与入射太赫兹波满足波矢匹配条件, 激发伪表面等离子体激元, 引起共振吸收, 峰值吸收率约为  $45\%$ ,

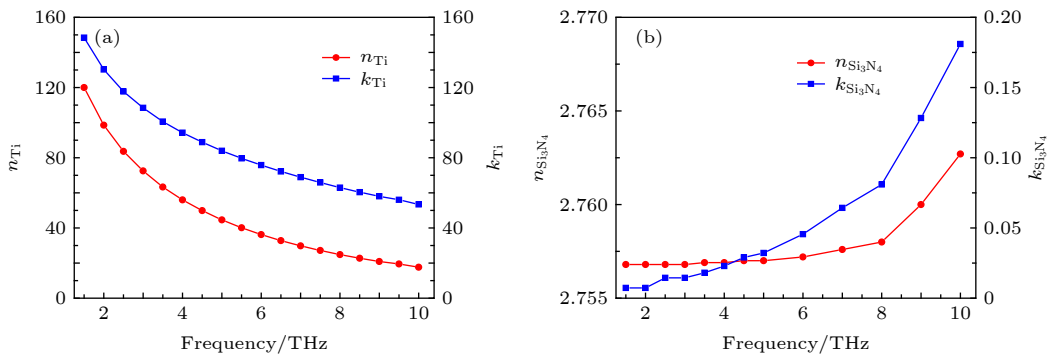


图 2 Ti 与  $\text{Si}_3\text{N}_4$  的材料参数 (a) Ti 在不同频率下的  $n_{\text{Ti}}$  与  $k_{\text{Ti}}$  值; (b)  $\text{Si}_3\text{N}_4$  在不同频率下的  $n_{\text{Si}_3\text{N}_4}$  与  $k_{\text{Si}_3\text{N}_4}$  值

Fig. 2. Material parameters of Ti and  $\text{Si}_3\text{N}_4$ : (a)  $n_{\text{Ti}}$  and  $k_{\text{Ti}}$  values of Ti at different frequencies; (b)  $n_{\text{Si}_3\text{N}_4}$  and  $k_{\text{Si}_3\text{N}_4}$  values of  $\text{Si}_3\text{N}_4$  at different frequencies.

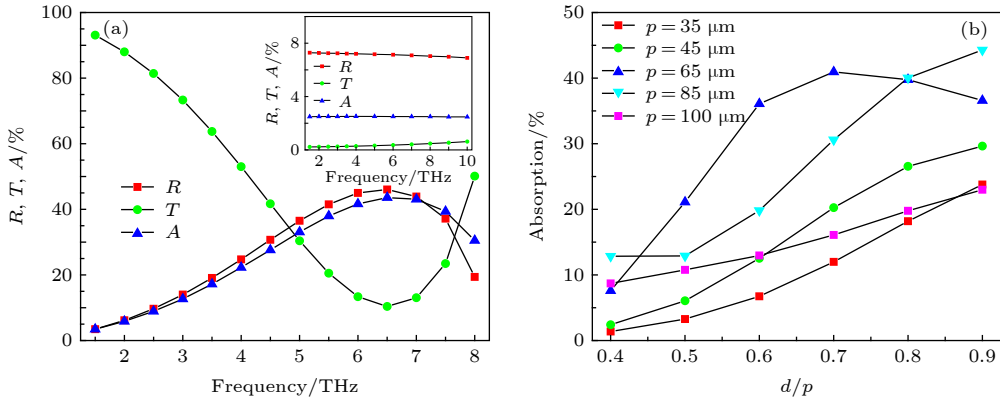


图 3 单层周期 Ti 圆盘阵列的太赫兹波吸收特性 (a) 周期 Ti 圆盘阵列的太赫兹波反射率 ( $R$ )、透射率 ( $T$ ) 与吸收率 ( $A$ ) 曲线 ( $p = 37 \mu\text{m}$ ,  $d = 14 \mu\text{m}$ ,  $t = 10 \text{nm}$ ), 插图为厚度 10 nm 的连续 Ti 薄膜的太赫兹波反射率 ( $R$ )、透射率 ( $T$ ) 与吸收率 ( $A$ ) 曲线; (b) 不同直径周期比 ( $d/p$ ) 的 Ti 圆盘阵列在 3.5 THz 频率处的太赫兹波吸收率

Fig. 3. Terahertz wave absorption characteristics of single-layer periodic Ti disk array: (a) Terahertz wave reflection ( $R$ ), transmission ( $T$ ), and absorption ( $A$ ) curves for periodic Ti disk arrays ( $p = 37 \mu\text{m}$ ,  $d = 14 \mu\text{m}$ ,  $t = 10 \text{nm}$ ), inset: Reflection ( $R$ ), transmission ( $T$ ), and absorption ( $A$ ) curves for a continuous Ti film with a thickness of 10 nm; (b) terahertz wave absorption at 3.5 THz for Ti disk arrays with different ratios of diameter and period ( $d/p$ ).

此时透射率仅为 10% 左右. 设置金属圆盘厚度为 10 nm, 改变直径 ( $d$ ) 与周期 ( $p$ ), 得到在 3.5 THz (波长为  $85.7 \mu\text{m}$ ) 下 Ti 圆盘阵列的太赫兹波吸收率随着直径周期比 ( $d/p$ ) 的变化曲线, 如图 3(b) 所示. 可以看出, 随着周期的增大 (35—100  $\mu\text{m}$ ), 吸收率总体呈现先增大后降低的规律, 周期略小于波长时可获得最优的吸收率. 当  $d/p$  在 0.5—0.8 之间时, 周期  $p = 65 \mu\text{m}$  的 Ti 圆盘阵列在 3.5 THz 频率处的吸收率更高; 当  $d/p$  为 0.9 时, 周期  $p = 85 \mu\text{m}$  的 Ti 圆盘阵列具有更高的太赫兹波吸收率. 当周期进一步增大至大于波长 ( $p = 100 \mu\text{m}$ ) 时, 吸收率又较低. 这与前述共振吸收频率随着周期增大而降低的结论一致. 在相同的周期下, 随着直径增大 (即  $d/p$  增大), 圆盘间的间隙减小, 吸收率逐渐增大. 较小的间隙有助于圆盘之间的耦合效应及其与入射光的波矢匹配, 从而实现共振增强吸收.

图 3 表明, 要在较低的频率处获得较高的太赫兹波吸收率, 需要 Ti 圆盘阵列具有较大的周期. 为了满足太赫兹微测辐射热计大阵列、小像元的要求, 固定圆盘阵列的周期 ( $p$ ) 为 37  $\mu\text{m}$ , 金属 Ti 薄膜厚度 ( $t$ ) 为 10 nm, 在圆盘阵列的下方增加真空腔 (高度 2  $\mu\text{m}$ ) 与 Ti 反射层, 如图 1(d) 所示. 当圆盘直径 ( $d$ ) 为 28  $\mu\text{m}$  时, 该吸收结构与连续 Ti 薄膜在不同频率下的太赫兹波反射率、透过率与吸收率如图 4(a) 所示. 增加反射层之后, 透射率基本为 0, 此时, 吸收率  $A = 1 - R$ . 当反射率最小时, 吸收率达到最大值. 与单层 Ti 圆盘阵列结构

相比, 吸收峰值频率 (共振频率) 降低至 5 THz, 此时反射率为 47% 左右, 吸收率达到了 50%. 真空腔的引入使太赫兹波吸收率有所增大, 同时降低了吸收结构的等效介电常数, 使得伪表面等离子体共振频率  $f_{\text{SPPs}}$  降低. 而对于连续 Ti 薄膜, 增加真空腔后仍然具有宽频太赫兹波吸收特性, 但吸收率有所降低, 这是因为 Ti 反射层增强了太赫兹波的反射导致的.

在实际器件中, Ti 圆盘阵列制备在为微桥结构的桥面支撑层上. 因此, 在吸收结构中增加一层  $\text{Si}_3\text{N}_4$  薄膜用作支撑层, 如图 1(e) 所示.  $\text{Si}_3\text{N}_4$  支撑层的厚度为 400 nm, 圆盘阵列的周期 ( $p$ ) 为 37  $\mu\text{m}$ , 改变圆盘直径, 吸收结构在不同频率下的太赫兹波吸收率如图 4(b) 所示. 可以看出, 随着圆盘直径的增加, 伪表面等离子体共振频率降低, 且吸收率有所增大. 当圆盘直径  $d = 34 \mu\text{m}$  时, 共振吸收频率为 3.5 THz, 峰值吸收率达到为 55%. 增加了  $\text{Si}_3\text{N}_4$  支撑层后, 增加了谐振腔的高度, 进一步降低了吸收结构的等离子体共振频率. 而随着圆盘直径的增加, 即圆盘间隙减小, 圆盘间的耦合增强, 损耗增大, 吸收率也得到增强.

当改变  $\text{Si}_3\text{N}_4$  支撑层厚度时, 吸收结构 ( $p = 37 \mu\text{m}$ ,  $d = 34 \mu\text{m}$ ) 在不同频率下的太赫兹波吸收率如图 5(a) 所示. 可以看出, 当  $\text{Si}_3\text{N}_4$  厚度在 0.2—0.6  $\mu\text{m}$  之间变化时, 共振吸收频率与峰值吸收率变化不大. 但随着  $\text{Si}_3\text{N}_4$  厚度的增大, 在较低频率处的吸收有明显增强. 在 3 THz 频率处,  $\text{Si}_3\text{N}_4$  厚

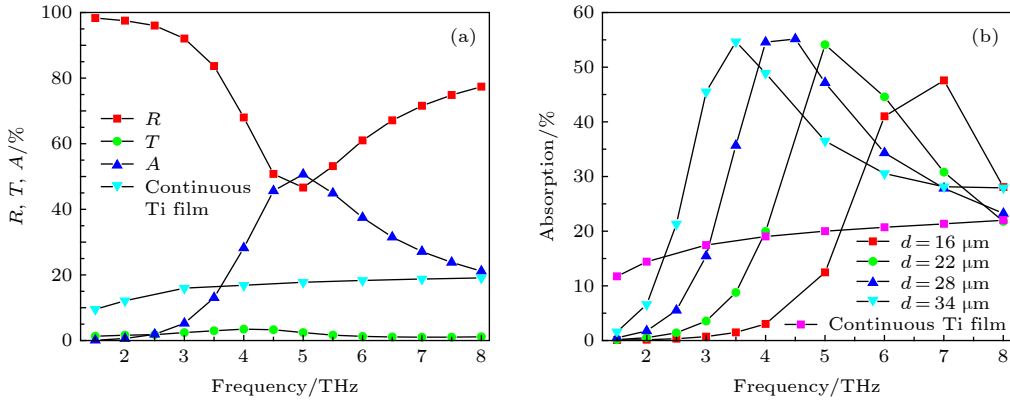


图 4 带有真空腔、反射层与支撑层的 Ti 圆盘阵列的太赫兹波吸收特性 (a) 增加真空腔与反射层后连续 Ti 薄膜与 Ti 圆盘阵列 ( $p = 37 \mu\text{m}$ ,  $d = 28 \mu\text{m}$ ) 在不同频率下的太赫兹波反射率、透过率与吸收率; (b) 增加支撑层后连续 Ti 薄膜与不同直径 ( $d$ ) 的 Ti 圆盘阵列 ( $p = 37 \mu\text{m}$ ) 在不同频率下的太赫兹波吸收率

Fig. 4. Terahertz wave absorption characteristics of periodic Ti disk arrays with resonant cavity reflection layer and supporting layer: (a) Terahertz wave reflection ( $R$ ), transmission ( $T$ ) and absorption ( $A$ ) curves for continuous Ti film and periodic Ti disk arrays with resonant cavity and reflection layer ( $p = 37 \mu\text{m}$ ,  $d = 28 \mu\text{m}$ ); (b) terahertz absorption curve for continuous Ti film and periodic Ti disk arrays with different diameters ( $d$ ) and a supporting layer ( $p = 37 \mu\text{m}$ ).

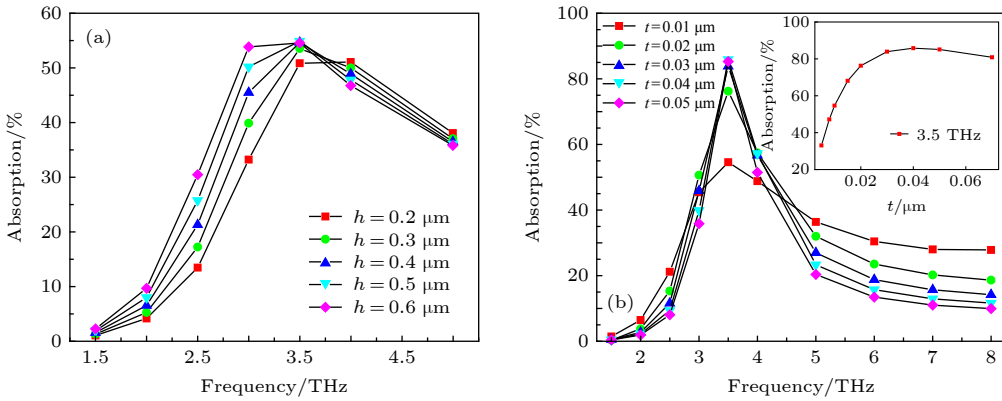


图 5 不同  $\text{Si}_3\text{N}_4$  支撑层厚度与 Ti 圆盘厚度的吸收结构的太赫兹波吸收特性 (a) 不同  $\text{Si}_3\text{N}_4$  支撑层厚度 ( $h$ ) 的吸收结构在不同频率下的太赫兹波吸收率 ( $p = 37 \mu\text{m}$ ,  $d = 34 \mu\text{m}$ ,  $t = 10 \text{nm}$ ); (b) 不同 Ti 圆盘厚度 ( $t$ ) 的吸收结构在不同频率下的太赫兹波吸收率, 插图为不同 Ti 圆盘厚度 ( $t$ ) 的吸收结构在 3.5 THz 下的峰值吸收率 ( $p = 37 \mu\text{m}$ ,  $d = 34 \mu\text{m}$ )

Fig. 5. Terahertz wave absorption characteristics of periodic Ti disk arrays with different thicknesses of supporting layer and Ti disks: (a) Terahertz absorption at different frequencies for absorption structures with different thicknesses ( $h$ ) of  $\text{Si}_3\text{N}_4$  support layers ( $p = 37 \mu\text{m}$ ,  $d = 34 \mu\text{m}$ ,  $t = 10 \text{nm}$ ); (b) terahertz absorption at different frequencies for absorption structures with different thicknesses ( $t$ ) of Ti disks; Inset: Peak absorption rate at 3.5 THz for absorbing structures with different thicknesses ( $t$ ) of Ti disks ( $p = 37 \mu\text{m}$ ,  $d = 34 \mu\text{m}$ ).

度为  $0.2 \mu\text{m}$  时, 吸收率仅为 33%, 而当  $\text{Si}_3\text{N}_4$  厚度为  $0.6 \mu\text{m}$  时, 吸收率增大至 54%. 在 2.5 THz 处, 吸收率从 13% 增大至 30%. 因此,  $\text{Si}_3\text{N}_4$  厚度的增加改善了吸收结构的宽频吸收特性. 但由于  $\text{Si}_3\text{N}_4$  薄膜贡献了微桥探测结构的大部分热容, 且对微桥结构的力学支撑性能有较大影响, 因此,  $\text{Si}_3\text{N}_4$  支撑层的厚度需要折中考虑.

为了得到金属层厚度对太赫兹波吸收率的影响, 研究了具有不同厚度 Ti 圆盘阵列的吸收结构在不同频率下的太赫波吸收率, 如图 5(b) 所示.

Ti 圆盘阵列的周期为  $37 \mu\text{m}$ , 圆盘直径为  $28 \mu\text{m}$ . 可以看出, 当 Ti 圆盘阵列的厚度变化时, 吸收结构的共振吸收频率保持不变 (3.5 THz), 这说明共振吸收频率与金属圆盘厚度无关, 仅由圆盘阵列周期、直径以及支撑层厚度等吸收结构参数决定. 图 5(b) 中插图显示了峰值吸收率随着 Ti 圆盘阵列厚度的变化曲线, 表明当 Ti 圆盘阵列厚度从 10 nm 开始增大时, 峰值吸收率先增大, 在厚度为 40 nm 时达到最大值 (86%), 然后开始有所下降, 这是由于其反射率增大引起的. 改变 Ti 圆盘阵列

厚度可以调节吸收结构的等效阻抗, 当其等效阻抗与自由空间阻抗相匹配时, 所有入射光被限制在吸收结构中, 反射率基本为 0, 从而获得很高的吸收率. 从图 5(b) 还可以看出, Ti 圆盘阵列厚度的增大会显著降低在较高频率处的吸收率, 使得吸收峰变窄.

为了证明集成在微桥结构中的 Ti 圆盘阵列对太赫兹波的增强吸收作用, 计算了吸收结构中的场分布. 假设入射太赫兹波为垂直入射的 TE 波 (由于吸收结构在  $x, y$  方向的对称性, 对入射波没有偏振选择性), Ti 圆盘阵列的周期为  $37 \mu\text{m}$ 、直径为  $34 \mu\text{m}$ 、厚度为  $40 \text{ nm}$ ,  $\text{Si}_3\text{N}_4$  支撑层厚度为  $400 \text{ nm}$ , 真空腔高度为  $2 \mu\text{m}$ , 反射层厚度为  $200 \text{ nm}$ , 该吸

收结构在峰值吸收频率处 ( $3.5 \text{ THz}$ , 如图 5(b)) 的电场分布如图 6(a) 与图 6(b) 所示. 图 6(a) 为  $yz$  平面的电场分布, 表明电场主要分布在 Ti 圆盘阵列层表面; 图 6(b) 为  $xy$  平面的电场分布, 可以看出电场主要分布在 Ti 圆盘边缘与圆盘之间. 这与亚波长周期金属结构在太赫兹波段激发伪表面等离子体激元的特性相符. 太赫兹波能量被限制在 Ti 圆盘阵列层, 形成伪表面等离子体共振, 并因为 Ti 金属薄膜的欧姆损耗而被吸收. 同时, 支撑层、真空腔、反射层与 Ti 圆盘阵列层形成谐振腔结构, 进一步增强了太赫兹波与 Ti 圆盘阵列吸收层的相互作用, 使得在较低频率处获得了高太赫兹波吸收率.

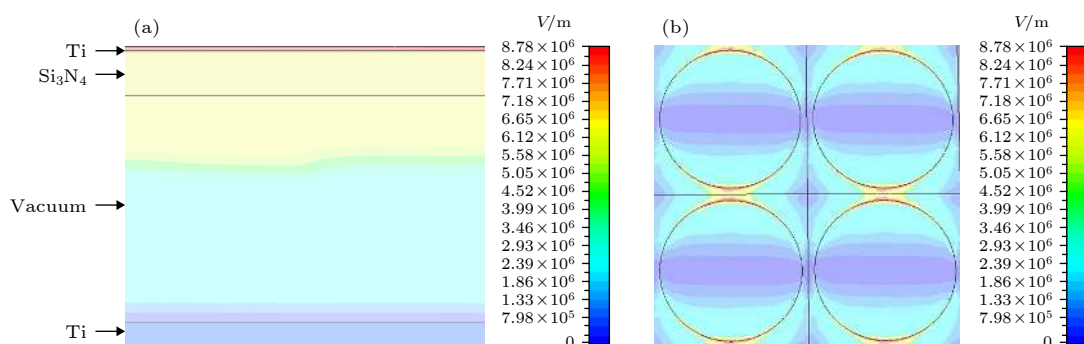


图 6 共振吸收频率 ( $3.5 \text{ THz}$ ) 下吸收结构的电场分布 (a)  $yz$  平面上吸收结构的电场分布; (b)  $xy$  平面上吸收结构的电场分布 ( $p = 37 \mu\text{m}$ ,  $d = 34 \mu\text{m}$ ,  $t = 40 \text{ nm}$ )

Fig. 6. Electric field distribution of the absorption structure at the resonance absorption frequency ( $3.5 \text{ THz}$ ): (a) Electric field distribution in the  $yz$  plane; (b) electric field distribution in the  $xy$  plane ( $p = 37 \mu\text{m}$ ,  $d = 34 \mu\text{m}$ ,  $t = 40 \text{ nm}$ ).

## 4 结 论

本文将二维周期 Ti 圆盘阵列集成在微桥结构中, 以增强太赫兹微测辐射热计的吸收率. 基于 RCWA 方法, 研究了 Ti 圆盘阵列及其在微桥阵列结构中的太赫兹波吸收特性, 探讨了微桥结构与周期 Ti 圆盘层尺寸参数对太赫兹波吸收的影响. 研究表明, 通过构造周期圆盘结构, 可以有效降低金属的表面等离子体频率, 实现伪表面等离子体共振增强吸收. 共振吸收频率由结构的几何参数 (周期、间隙) 决定, 通过改变结构参数可以激发不同频段的表面等离子体激元. 支撑层、真空腔与反射层的引入进一步降低了共振频率并增强了耦合效率. 当 Ti 圆盘阵列的周期为  $37 \mu\text{m}$ 、直径为  $28 \mu\text{m}$ 、厚度为  $40 \text{ nm}$  时, 微桥吸收结构在  $3.5 \text{ THz}$  (波长  $85.7 \mu\text{m}$ ) 获得接近 90% 的吸收率. 本文突破衍射

极限, 以小尺寸的吸收结构实现亚波长太赫兹波约束, 为太赫兹微测辐射热计探测器提供了一种简单高效、工艺兼容的增强吸收与探测性能的方法.

## 参考文献

- [1] Qin B Y, Li Z, Hu F R, Hu C, Chen T, Zhang H, Zhao Y H 2018 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **8** 149
- [2] Peng Y, Qi B B, Jiang X K, Zhu Z, Zhao H W, Zhu Y M 2018 *Appl. Phys. B* **124** 81
- [3] Kanda N, Konishi K, Nemoto N, Midorikawa K, Kuwata-Gonokami M 2017 *Sci. Rep.* **7** 42540
- [4] Pan S, Du C H, Qi X B, Liu P K 2017 *Sci. Rep.* **7** 7265
- [5] Sirkeli V P, Yilmazoglu O, Preu S, FrankoKüppers, Hartnagel H L 2018 *Sens. Lett.* **16** 1
- [6] Hussin R, Liu L J, Luo Y 2017 *IEEE Trans. Electron Devices* **64** 4450
- [7] Li K, Hao Y, Jin X Q, Lu W 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 035104
- [8] Uzawa Y, Kroug M, Kojima T, Makise K, Gonzalez A, Saito S, Fujii Y, Kaneko K, Terai H, Wang Z 2017 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27** 1500705



- [9] Zhou T, Li H, Wan W J, Fu Z L, Cao J C 2017 *AIP Adv.* **7** 105215
- [10] Liang Z Q, Li S B, Liu Z J, Jiang Y D, Li W Z, Wang T, Wang J 2015 *J. Mater. Sci.-Mater. Electron.* **26** 5400
- [11] Nemoto N, Kanda N, Imai R, Konishi K, Miyoshi M, Kurashina S 2016 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **6** 175
- [12] Gou J, Niu Q C, Liang K, Wang J, Jiang Y D 2018 *Nanoscale Res. Lett.* **13** 74
- [13] Corcos D, Kaminski N, Shumaker E, Markish O, Elad D, Morf T, Drechsler U, Saha W T S, Kull L, Wood K, Pfeiffer U R, Grzyb J 2015 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **5** 902
- [14] Coppinger M J, Sustersic N A, Kolodzey J, Allik T H 2011 *Opt. Eng.* **50** 053206
- [15] Laman N, Grischkowsky D 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 051105
- [16] Simoens F, Meilhan J 2014 *Philos. Trans. R. Soc. A* **372** 20130111
- [17] Gou J, Wang J, Zheng X, Gu D E, Yu H, Jiang Y D 2015 *RSC Adv.* **5** 84252
- [18] Gou J, Wang J, Li W Z, Tai H L, Gu D E, Jiang Y D 2013 *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves* **34** 431
- [19] Alves F, Karamitros A, Grbovic D, Kearney B, Karunasiri G 2012 *Opt. Eng.* **51** 063801
- [20] Nguyen D T, Simoens F, Ouvrier-Buffet J L, Meilhan J, Coutaz J L 2012 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **2** 299
- [21] Oden J, Jérôme M, Jérémy L D, Jean-François R, Frédéric G, Jean-Louis C, François S 2013 *Opt. Express* **21** 4817
- [22] Zhu P, Shi H, Guo L J 2012 *Opt. Express* **20** 12521
- [23] Pors A, Moreno E, Martín-Moreno L, Pendry J B, Garcia-Vidal F J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 223905
- [24] O'Hara J, Averitt R, Taylor A 2004 *Opt. Express* **12** 6397
- [25] Pendry J B, Martín-Moreno L, Garcia-Vidal F J 2004 *Science* **305** 847
- [26] Robertson K W, Lapierre R R, Krich J J 2019 *Opt. Express* **27** A133
- [27] Weismann M, Gallagher D F G, Panoiu N C 2015 *J. Opt.* **17** 125612
- [28] Li L 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 2758
- [29] Moharam M G, Gaylord T K 1983 *J. Opt. Soc. Am.* **73** 1105
- [30] Ordal M A, Bell R J, Alexander R W, Newquist L A, Querry M R 1988 *Appl. Opt.* **27** 1203
- [31] Cataldo G, Beall J A, Cho H M, McAndrew B, Niemack M D, Wollack E J 2012 *Opt. Lett.* **37** 4200
- [32] Dragoman M, Dragoman D 2008 *Prog. Quantum Electron.* **32** 1
- [33] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667



# Absorption enhancement of terahertz wave in microbolometers by titanium disk array<sup>\*</sup>

Niu Qing-Chen   Gou Jun<sup>†</sup>   Wang Jun   Jiang Ya-Dong

(*State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, University of Electronic*

*Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

( Received 11 June 2019; revised manuscript received 19 July 2019 )

## Abstract

In this paper, a two-dimensional subwavelength periodic titanium (Ti) disk array integrated in micro-bridge structure is proposed to enhance the absorption of terahertz (THz) microbolometer. Based on the rigorous coupled wave analysis (RCWA) method, THz absorption characteristics of Ti disk arrays with different structure parameters in micro-bridge structure arrays are studied. Periodic disk array structure reduces the surface plasmon frequency of Ti, excites the spoof surface plasmons in the THz band and leads to resonance enhanced absorption. The resonance absorption frequency is determined by the structural parameters of Ti disk array including period and diameter while the absorption rate of THz wave is greatly affected by the thickness of Ti disks. The resonant cavity in micro-bridge structure can reduce the resonance frequency and enhance the coupling efficiency. The micro-bridge structure designed in this paper breaks the diffraction limit and traps the THz wave with a small period (37  $\mu\text{m}$ ). An absorption of nearly 90% is achieved at 3.5 THz. The structure meets the requirements of small size, high absorption and good process compatibility of the THz microbolometer.

**Keywords:** THz, microbolometer, spoof surface plasmon polaritons, rigorous coupled wave analysis

**PACS:** 85.60.Bt, 42.79.Pw, 85.85.+j

**DOI:** [10.7498/aps.68.20190902](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190902)

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61875031) and the Science Fund for Creative Research Groups of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61421002).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [goujun@uestc.edu.cn](mailto:goujun@uestc.edu.cn)