

文章编号: 2095-4980(2020)06-0979-05

太赫兹多谐振环偶极子超表面中的类 EIT 效应

王 松, 王 爽*, 朱剑宇, 赵峻利, 李 泉

(天津职业技术师范大学 电子工程学院, 天津 300222)

摘 要: 设计了一种在太赫兹波段下的四谐振环偶极子超表面结构, 超表面的单元结构由一对反向的非对称开口谐振环(ASRR)及基底介质组成。在其谐振谱中观察到 1 个典型的类电磁诱导透明(EIT)现象。利用法诺(Fano)谐振模型对这种电磁诱导透明谐振谱进行拟合, 良好的拟合结果揭示了不同谐振模式之间的耦合作用。此外, 研究发现谐振的电磁特性对金属谐振环的开口间距非常敏感, 开口间距的改变带来了谐振的频移和 Q 值的变化。该多谐振环偶极子超表面不仅为实现 EIT 效应提供了有效途径, 而且有利于开发更多的太赫兹功能器件。

关键词: 太赫兹; 超表面; 电磁诱导透明; 环偶极子

中图分类号: TN04

文献标志码: A

doi: 10.11805/TKYDA2019376

Implementation of EIT-like effects in multi-resonant terahertz toroidal dipole metasurface

WANG Song, WANG Shuang*, ZHU Jianyu, ZHAO Xiaoli, LI Quan

(School of Electronic Engineering, Tianjin University of Technology and Education, Tianjin 300222, China)

Abstract: A metasurface with four toroidal dipole resonances in the terahertz band is proposed. The metasurface cell structure consists of a pair of inverted Asymmetric Split Ring Resonators(ASRR) fabricated on a base medium. A typical Electromagnetically Induced Transparency(EIT) phenomenon is observed in its resonant spectrum. The Fano resonance model is adopted to fit EIT transparent resonant spectrum and the good fitting results reveal the coupling effect between different resonant modes. In addition, studies have shown that resonance is very sensitive to the gap of the split ring resonator, and the variation of the gap brings about the frequency shift and a change in Q value of the resonance. This multi-toroidal dipole resonance metasurface not only provides an effective way for realizing the EIT effect but also facilitates the development of more terahertz functional devices.

Keywords: terahertz; metasurface; electromagnetically induced transparency; toroidal dipole

Zel'dovich 于 1958 年首次提出的环偶极子是传统笛卡尔多极展开的重要组成部分^[1]。它由位于子午平面上的一组磁偶极子构成^[2], 具有独特的电磁特性。但环偶极子通常被辐射系统中的其他多极子掩盖, 这极大地阻碍了对它的研究和应用^[3]。超材料的出现使这种情况得到改变, 可以通过合理的结构设计得到更高强度的环偶极子响应。超材料是具有周期或非周期性结构的人造材料, 具有天然材料所没有的特殊物理性质, 在隐身材料、负折射率材料、吸波器等领域有着广泛的应用^[4-6]。作为超材料的平面二维结构, 超表面在很大程度上降低了立体三维结构加工的难度, 并且可以通过优化结构设计达到相应的效应。法诺(Fano)共振通常在具有不对称结构的超材料/超表面中被激发, 并且当 2 个 Fano 共振的频率足够近时, 可实现电磁诱导透明(EIT)效应^[7-8]。通常, EIT 效应由亮模式和暗模式之间的耦合产生, 其中亮模式表现高辐射损耗的超辐射状态, 而暗模式是具有高 Q 值的亚辐射状态^[9]。在先前的研究中, EIT 效应通常是基于超材料/超表面中单个开口谐振环和偶极子之间的耦合干涉作用形成的^[10-11]。EIT 效应也可由不同环偶极子共振之间的耦合来实现, 因此双频甚至是多频环偶

收稿日期: 2019-09-20; 修回日期: 2019-11-04

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61505146; 61705167); 国家教育部回国人员科研启动基金资助项目(第 48 批)

作者简介: 王 松(1994-), 男, 在读硕士研究生, 主要研究方向为太赫兹功能器件。email:13752793692@163.com

*通信作者: 王 爽 email:wangshuang@tute.edu.cn

极子谐振响应的超材料/超表面为 EIT 效应的产生创造了有利条件, 值得进一步探讨。

本文设计了一种太赫兹四谐振环偶极子超表面, 其单元结构由一对反向的非对称开口谐振环构成, 在外加电磁波的作用下激发出 Fano 型谐振谱。对电磁场分布的分析以及谐振系统中多极子散射功率的计算表明, 谐振谱中的 4 个谐振均为环偶极子响应的共振模式。其中位于 0.544 THz 和 0.674 THz 的 2 个谐振点之间的 0.614 THz 处出现一个透射率较高的谐振峰, 观察到典型的类 EIT 现象。此外, 研究发现, 谐振环的开口间距对谐振有良好的调节作用, 分析了其谐振 Q 值的变化, Q 值最高可达到 20 左右。相对于单频谐振, 高 Q 值的多谐振环偶极子太赫兹超表面更有利于开发高性能太赫兹传感器, 其所实现的 EIT 效应可用于开发具有慢光效应和非线性效应的功能器件。

1 结构设计与仿真结果

图 1(a)为超表面的结构示意图。超表面的单元结构由一对反向的非对称金属开口谐振环(ASRR)及位于底部的基底介质组成。其中金属环的材料为铝, 厚度为 $0.4 \mu\text{m}$; 基底介质为 $27 \mu\text{m}$ 厚的高分子材料聚酰亚胺薄膜。聚酰亚胺薄膜有着良好的介电性能, 介电常数 ε 为 3.4 左右, 在太赫兹频段具有高透射率、低损耗等特性。设定每个 ASRR 的长 l_x 和高 l_y 均为 $120 \mu\text{m}$, 开口间距 d 为 $30 \mu\text{m}$, 金属环的宽 w 为 $8 \mu\text{m}$, 左右 2 个 ASRR 之间的距离 g 为 $10 \mu\text{m}$ 。此外, 超表面的单元结构的周期为: $a \times b = 336 \mu\text{m} \times 208 \mu\text{m}$ 。超表面的单元结构在 X - Y 平面上呈周期性排列, 最终形成了整个超表面样品。在电磁仿真软件 CST 的微波工作室中设置好相应结构尺寸的参数, 电磁波沿 Z 轴方向入射, 电场沿 X 轴方向极化, 对超表面进行太赫兹波段下的电磁性能仿真。图 1(b)为超表面的谐振谱。可以看出, 在谐振谱中出现了 4 个主要的谐振点, 分别是位于 0.236 THz 处的 dip1, 0.544 THz 处的 dip2, 0.674 THz 处的 dip3 以及 0.855 THz 处的 dip4。其中 dip1 和 dip4 有着较高的透射率, dip2 和 dip3 的透射率非常低, 分别为 0.016 和 0.059。此外, 在 dip2 和 dip3 之间的 0.614 THz 处出现一个透射率较高的谐振透明的窗口, 形成了类 EIT 效应。这个类 EIT 效应来自于彼此相邻且重叠的谐振 dip2 和 dip3 之间的相消耦合。当 2 个共振之间发生干涉耦合时, 相消干涉抑制了更大线宽的共振产生, 从而诱导出一个透明的窗口。理论上, 这种来自于不同共振模式耦合产生的类 EIT 效应可以通过 Fano 谐振模型^[12-13]来定性理解。根据 Fano 谐振模型, 这个耦合可以通过式(1)描述:

$$T = \sum_{i=1,2} a_i \frac{(q_i + \varepsilon_i)^2}{(1 + \varepsilon_i^2)} - b \quad (1)$$

式中: $\varepsilon_i = \frac{\omega - \omega_i}{r_i / 2}$, $\omega_1(\omega_2)$ 为 dip2(dip3)在谐振谱上的谐振频率, $r_1(r_2)$ 为 dip2(dip3)的线宽; $q_1(q_2)$ 为 Breit

Wigner-Fano 耦合系数; a_i 为与分立态耦合的 i 阶连续态的贡献系数。由图 1(b)的拟合曲线可以看出, 对 EIT 效应拟合的曲线和仿真曲线有着良好的一致性。通过 Fano 谐振模型对超表面谐振谱的成功拟合, 更好地阐明了类 EIT 效应的形成机制。

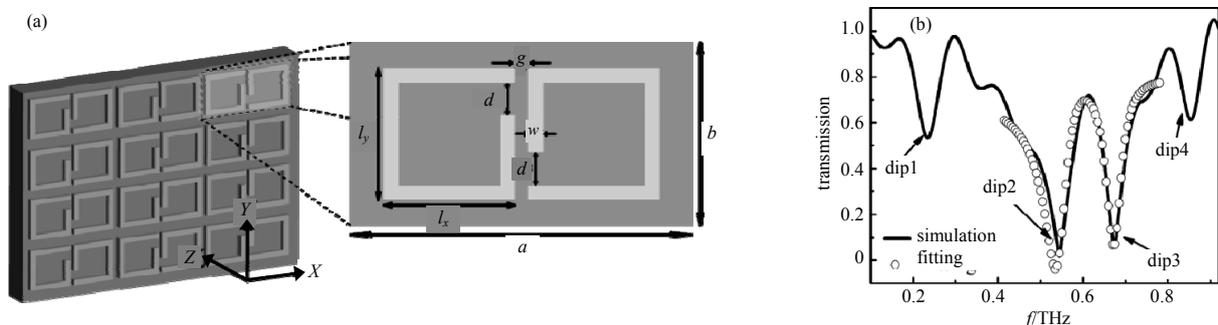


Fig.1 (a) Schematic diagram of the structure of the metasurface;(b) the resonant spectrum of metasurface
图 1(a) 超表面的结构示意图; (b)超表面的谐振谱

2 分析与讨论

为了探明图 1(b)中超表面谐振谱中 4 个谐振点的共振模式, 给出了超表面的表面电流和磁场分布, 如图 2 所示。其中图 2(a)~(d)分别是 dip1,dip2,dip3 及 dip4 处的表面电流和磁场分布。在 dip1 处, 超表面单元结构

中的左右 2 个 ASRR 上出现一对反向的表面电流环，左侧的表面电流环沿着逆时针方向，右侧的表面电流环沿着顺时针方向。这一对反向的表面电流环形成了一对反向的磁偶极子，其中左侧的磁偶极子指向 Z 轴正方向，而右侧的磁偶极子指向 Z 轴的负方向。这 2 个方向相反的磁偶极子首尾相接最终耦合形成了沿着 Y 轴方的环偶极子，因此在图 2(a)中可以观察到明显的环形磁场。这种连续电流环的共振效应可以等效为一个 LC 共振^[14]，最终由 2 个反向的 LC 共振耦合激发出环偶极子响应。

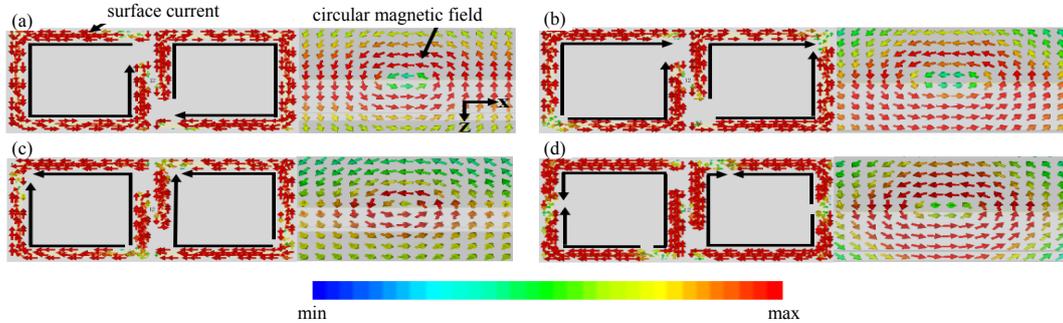


Fig.2 Surface current and magnetic field distribution of metasurface
图 2 超表面的表面电流和磁场分布

如图 2(b)所示，dip2 处的表面电流出现了与 dip1 处不同的分裂的状态。每个 ASRR 上的表面电流都分裂成 2 个“半电流环”，并且它们的流向彼此相反。此外，在左右 2 个 ASRR 相互靠近的部分，左右两边的“半电流环”也具有相反的流向，在较小的区域内它们也形成了一对反向的磁偶极子。2 个反向的磁偶极子耦合产生了图 2(b)中的环形磁场，即环偶极子响应。dip2 处环偶极子响应是由偶极子共振^[15]耦合激发产生的，经计算其谐振的 Q 值为 8.92。在 dip3 处的表面电流和磁场分布如图 2(c)所示，在每个 ASRR 上出现了不同方向的电流，大致方向上分为顺时针方向和逆时针方向 2 个半电流环。同样地，在 2 个 ASRR 彼此靠近的部分，一对反向的半电流环激发出 2 个方向不同的磁偶极子，磁偶极子相互耦合形成了图 2(c)中的环形磁场。这是一个环偶极子响应，实际上也是由偶极子共振激发。而这个偶极子共振不同于图 2(b)中 dip2 的连续的超辐射状态，是一个分裂的亚辐射状态，具有高达 15.3 的 Q 值。正是 dip2 的超辐射态和 dip3 的亚辐射态之间的耦合作用实现了类 EIT 效应。

dip4 处表面电流及磁场分布如图 2(d)所示。不同于 dip2、dip3 处表面电流的对称分布，在 dip4 处，每个 ASRR 的表面电流被分成方向相反并且大小不同的 2 个电流环。其中，位于左右 2 个 ASRR 靠近部分的 2 个电流环较大，而远离部分的 2 个电流环较小。这一对反向的大电流环激发出的 2 个反向的磁偶极子，通过耦合作用最终激发出环偶极子响应，在图 2(d)可以观察到所激发出的环形磁场。与 dip3 相比，尽管同为分裂状态的偶极子共振，但在 dip4 处的相互耦合的表面电流环相对较大，因此所激发出来的环形磁场的强度大于 dip3 处的磁场强度，且 dip4 拥有在 4 个共振中最高的 Q 值，达到了 19.86。

为更好地证明超表面谐振谱中 4 个谐振为环偶极子响应，利用多极矩散射理论计算了谐振系统中可能存在的多极子的散射功率。由于超表面为单层金属环结构，在谐振系统中可能存在的多极子分别为沿着 X 轴方向电偶极子 P_x 、沿着 Z 轴方向的磁偶极子 M_z ，以及沿着 Y 轴方向的环偶极子 T_y ，它们的表达式如下^[16]：

$$\text{电偶极子: } P = \frac{1}{i\omega} \int j d^3 r \quad (2)$$

$$\text{磁偶极子: } M = \frac{1}{2c} \int (r \times j) d^3 r \quad (3)$$

$$\text{环偶极子: } T = \frac{1}{10c} \int [(r \times j)r - 2r^2 j] d^3 r \quad (4)$$

式中： c 为光速； ω 为角频率； j 为电流密度，可由 CST 软件导出。

多极子的散射功率曲线如图 3 所示。在每个谐振点处，环偶极子的散射功率远大于其他多极子的散射功率，并且高出几个数量级，显然环偶极子在整个辐射系统中起主导作用。结合上文对超表面的表面电流及磁场的分析，可以进一步确定超表面谐振谱中的 4 个谐振点均为环偶极子共振响

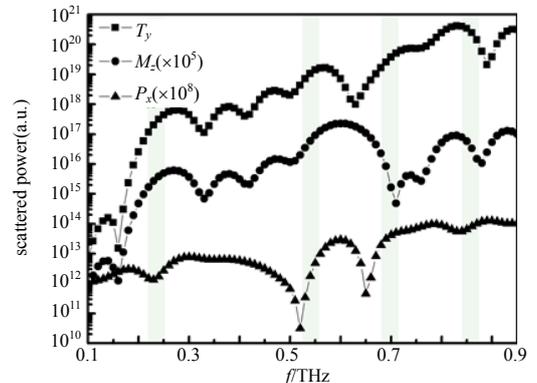


Fig.3 Curves of multipole scattering power
图 3 多极子的散射功率曲线

应。可以发现,环偶极子的散射功率曲线的变化趋势和磁偶极子保持了良好的一致性,符合磁偶极子间的耦合产生环偶极子的分析。

为进一步研究超表面单元结构的参数对谐振的影响,改变 ASRR 的开口间距 d 的大小,得到不同开口间距下超表面的谐振谱,如图 4 所示。随着超表面单元结构中 d 的增大,4 个谐振点的频率均发生了不同程度的蓝移,其中 dip1, dip3 以及 dip4 的频移量较大,分别达到 0.057 THz, 0.37 THz 及 0.033 THz, 并且透射率减小较为明显。随着 d 的增加, dip2 的谐振频率增幅较小,仅为 0.012 THz, 其谐振透射率基本保持不变。对于 ASRR, 可以近似等效为 LC 谐振电路, 金属条提供了谐振电路的等效电感 L , 金属环的开口可看作等效电容 C 。频率的表达式如下^[17]:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (5)$$

可知谐振频率与等效电容 C 成反比关系, 即与开口间距成正比关系。增大开口间距, 等效电容大幅度减小, 对等效电感 L 的影响相对较小, 因此谐振频率随开口间距增大而右移。此外位于 dip2 和 dip3 之间透明的谐振峰也不断地蓝移并且透射率不断地增大, 这表明随着开口间距 d 的增大, dip2 和 dip3 之间耦合作用持续增大, 继而产生更加明显的透明谐振窗口, EIT 效应更加明显。

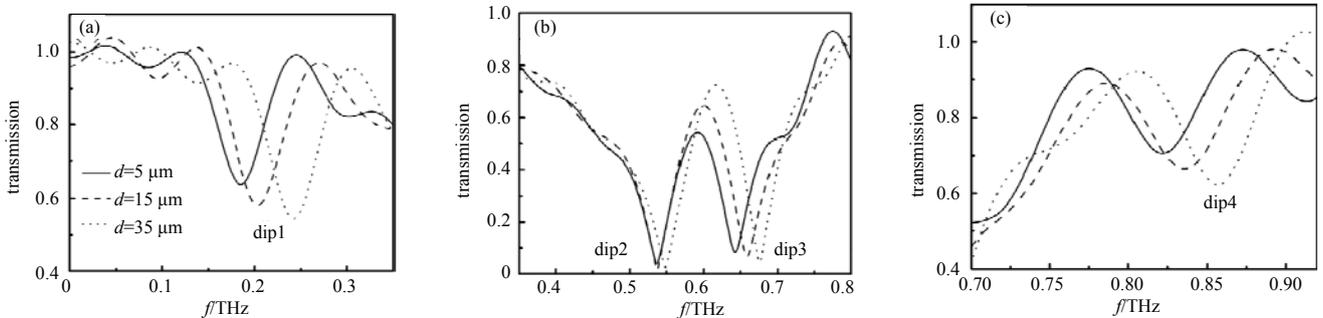


Fig.4 Metasurface transmission spectrum with different opening distances d
图 4 不同开口距离 d 下超表面的透射谱

此外, 计算每个谐振在不同 ASRR 开口间距 d 下的 Q 值, 如图 5 所示。由图可知, 随着 ASRR 开口间距 d 的增大, dip1 和 dip4 的 Q 值均有不同程度的增大, 与此相反, dip2 的 Q 值几乎呈线性减小。而 dip3 的 Q 值先是小幅度地下降然后再较大幅度地增加, 最大增加到 15.72。可以看出, dip2, dip3 以及 dip4 的 Q 值保持在较高的水平, 高的 Q 值表明超表面具有低的谐振损耗和良好的传输性能。此外, dip4 的 Q 值在 4 个谐振中最大, 表明 dip4 的谐振损耗在 4 个谐振中最小。

3 结论

本文提出一种由一对反向金属开口谐振环组成的多谐振太赫兹环偶极子超表面。在共振谱中观察到由 2 个环偶极子谐振耦合产生的类 EIT 效应, 并利用 Fano 谐振模型对其进行成功的拟合。对电磁场的分析与散射功率的计算明确了 4 个谐振点的共振机制为环偶极子共振, 通过调节谐振环的开口间距, 研究了超表面谐振的可调性。此外, 计算表明本文所提出的超表面具有较高的 Q 值, 最高可达到 20 左右。这种谐振可调的高 Q 值四谐振环偶极子超表面提供了新的 EIT 效应的激发途径, 有利于高性能太赫兹功能器件的研发。

参考文献:

- [1] PAPANIKOLAOU N, FEDOTOV V A, SAVINOV V, et al. Electromagnetic toroidal excitations in matter and free space[J]. Nature Materials, 2016, 15(3): 263-271.
- [2] RAYBOULD T A, FEDOTOV V A, PAPANIKOLAOU N, et al. Toroidal circular dichroism[J]. Physical Review B, 2016, 94(3): 35119.

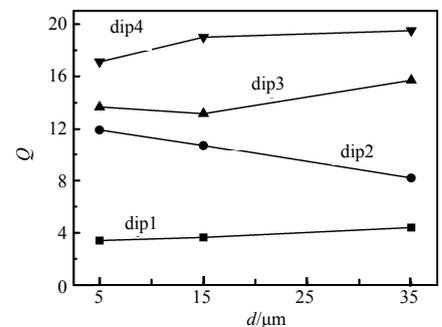


Fig.5 Q value of the metasurface with different opening distances d
图 5 不同开口间距 d 下超表面的 Q 值

- [3] WATSON D W, JENKINS S D, RUOSTEKOSKI J, et al. Toroidal dipole excitations in metamolecules formed by interacting plasmonic nanorods[J]. *Physical Review B*, 2015, 22(12):15088–15096.
- [4] PENDRY J B. Controlling electromagnetic fields[J]. *Science*, 2006, 312(5781):1780–1782.
- [5] PENDRY S R A. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. *Science*, 2001, 292(5514):77–79.
- [6] TAO H, BINGHAM C M, PILON D, et al. A dual band terahertz metamaterial absorber[J]. *Journal of Physics D—Applied Physics*, 2010, 43(22):225102.
- [7] LUK'YANCHUK B, ZHELUDEV N I, MAIER S A, et al. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials[J]. *Nature Materials*, 2010, 9(9):707–715.
- [8] MAGUNOV A I, ROTTER I, STRAKHOVA S I. Fano resonances in the overlapping regime[J]. *Physical Review B*, 2003, 68(24):245305.
- [9] ZHANG S, GENOV D A, WANG Y, et al. Plasmon-induced transparency in metamaterials[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(4):047401.
- [10] 唐雨竹, 马文英, 魏耀华, 等. 基于磁束缚模式相消干涉的类 EIT 超材料[J]. *太赫兹科学与电子信息学报*, 2018, 16(2): 9–12. (TANG Yuzhu, MA Wenying, WEI Yaohua, et al. A novel EIT-like metamaterial based on destructive interference between magnetic trapped modes[J]. *Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology*, 2018, 16(2):9–12.)
- [11] YU W, MENG H, CHEN Z, et al. The bright–bright and bright–dark mode coupling-based planar metamaterial for plasmonic EIT-like effect[J]. *Optics Communications*, 2018(414):29–33.
- [12] LIANG D C, ZHANG H F, GU J Q, et al. Plasmonic analog of electromagnetically induced transparency in stereo metamaterials[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2017, 23(4):1–7.
- [13] ZHANG W, AZAD A K, HAN J, et al. Direct observation of a transition of a surface plasmon resonance from a photonic crystal effect[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(18):183901.
- [14] SINGH R, ALNAIB I A, KOCH M, et al. Asymmetric planar terahertz metamaterials[J]. *Optics Express*, 2010, 18(12):13044–13050.
- [15] SINGH R, AL-NAIB I A I, KOCH M, et al. Sharp Fano resonances in THz metamaterials[J]. *Optics Express*, 2011, 19(7): 6312–6319.
- [16] HUANG Y W, CHEN W T, WU P C, et al. Design of plasmonic toroidal metamaterials at optical frequencies[J]. *Optics Express*, 2012, 20(2):1760–1768.
- [17] LI Q, CONG L, SINGH R, et al. Monolayer graphene sensing enabled by the strong Fano-resonant metasurface[J]. *Nanoscale*, 2016(8):17278–17284.

(上接第 966 页)

- [3] 孙泓波, 顾红, 苏卫民, 等. 机载合成孔径雷达成像算法研究[J]. *系统工程与电子技术*, 2001(9):90–94. (SUN Hongbo, GU Hong, SU Weiming, et al. The study on airborne SAR imaging algorithms[J]. *Journal of Systems Engineering and Electronics*, 2001(9):90–94.)
- [4] KROZER V, LOFFLER T, DALL J, et al. Terahertz imaging systems with aperture synthesis techniques[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, 2010, 58(7):2027–2039.
- [5] 雷静, 祁峰. 面向复杂表面物体的 3D 太赫兹成像技术[J]. *太赫兹科学与电子信息学报*, 2019, 17(4):557–562. (LEI Jing, QI feng. Towards THz 3D imaging for objects with complex shape[J]. *Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology*, 2019, 17(4):557–562.)
- [6] GUO Qijia, CHANG Tianying, GENG Guoshuai, et al. A high precision terahertz wave image reconstruction algorithm[J]. *Sensors*, 2016, 16(7):1139–1155.
- [7] BACCOUCHE B, AGOSTINI P, MOHAMMADZADEH S, et al. Three-dimensional terahertz imaging with sparse multistatic line arrays[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2017, 23(4):1–11.
- [8] LO Y H, LEONHARDT R. Aspheric lenses for terahertz imaging[J]. *Optics Express*, 2008, 16(20):15991–15998.
- [9] LI Weifan, QI Feng, WANG Yelong, et al. Refractive aspherical lens for terahertz imaging[J]. *Optics Communications*, 2018(433):14–17.
- [10] STOLT R H. Migration by Fourier transform[J]. *Geophysics*, 1978, 43(1):23–48.
- [11] 吕乃光. 傅里叶光学[M]. 北京:机械工业出版社, 2006. (LYU Naiguang. *Fourier optics*[M]. Beijing:Mechanical Industry Press, 2006.)