

基于平面环偶极子超材料的 Fano 共振

向天宇^{1,2}, 雷涛¹, 沈钊阳², 黄晓俊³, 杨河林^{2*}¹贵州师范大学大数据与计算机科学学院, 贵州 贵阳 550000;²华中师范大学物理科学与技术学院, 湖北 武汉 430079;³喀什大学物理与电气工程学院, 新疆 喀什 844007

摘要 利用环偶极子超材料的奇异特性实现了高 Q 值 Fano 共振的设计。该亚波长结构是通过两个不对称开口谐振环实现的, 在 9.1 GHz 处实现了高 Q 值 Fano 共振。通过对超材料传输特性、结构表面电流、涡旋磁场以及各多极子的远场散射能量分析可知, 所设计的 Fano 共振是由结构内迅速增加的环偶极子产生的。分析了在垂直入射电磁波的不同极化角下, Fano 共振与多极子散射能量的变化关系。所设计的平面环偶极子超材料 Fano 共振在微波段、太赫兹甚至光波段具有潜在的应用价值, 如超高灵敏度传感器、光开关等。

关键词 材料; 环偶极子; Fano 共振; 高 Q 值; 散射能量

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.0916001

Fano Resonances in Planar Toroidal Metamaterials

Xiang Tianyu^{1,2}, Lei Tao¹, Shen Zhaoyang², Huang Xiaojun³, Yang Helin^{2*}¹School of Big Data and Computer Science, Guizhou Normal University, Guiyang, Guizhou 550000, China;²College of Physical Science and Technology, Central China Normal University, Wuhan, Hubei 430079, China;³College of Physics and Electrical Engineering, Kashgar University, Kashgar, Xinjiang 844007, China

Abstract High Q-factor Fano resonances were proposed and realized using toroidal dipoles in planar metamaterials composed of asymmetric split ring resonators at 9.1 GHz. Owing to the rapidly increased toroidal dipole, the presented subwavelength structure exhibits a remarkable characteristic, which is demonstrated using simulation and experiment. The toroidal excitation of the Fano resonances were verified using the conduction current, vortex H-field distribution, and scattered power in the far field. The relation between the Fano resonances and the scattered power of multipoles of the normal incident wave at different polarization angles was analyzed. The proposed toroidal metamaterial has application potentials in the wavelength bands of microwave, terahertz, and optical band, including ultrasensitive sensors and optical switches.

Key words materials; toroidal; Fano resonances; high Q-factor; scattered power

OCIS codes 160.3918; 260.5740

1 引言

非平稳电荷-电流结构产生的电磁场通常被认

为是由电多极子与磁多极子这两类家族辐射源产生的。在球坐标系中, 电多极子是由振荡电荷产生的, 而磁多极子是由振荡电流的横向分量产生。在

收稿日期: 2020-09-04; 修回日期: 2020-09-16; 录用日期: 2020-09-18

基金项目: 国家自然科学基金(41474117, 61701206)、贵州省教育厅青年科技人才成长项目(黔教合KY[2018]131)、贵州省基础研究计划(黔科合基础-ZK[2021]一般306)

*E-mail: emyang@ccnu.edu.cn

对辐射场的分析中,振荡电流的径向分量一直被忽视。动态环形多极子家族正是由振荡电流的径向分量产生的^[1]。环偶极子作为环形多极子家族中最低阶且最重要的一员,它是由沿着圆环表面子午线流动的电流所产生的,也可以将电流结构等价为一组首尾相连的磁偶极子。所产生的环偶极子方向为圆环面对称轴方向。1958年,Zel'Dovich^[2]提出在原子核中存在一种静态电流产生的环偶极子,可以用来解释弱相互作用中的宇称不守恒现象。随后,环形多极子在核物理、经典电动力学等领域^[3-5]被发现。在动态情况下,振荡的环形偶极子辐射具有与电偶极子相同的角动量和奇偶性。同时,电和磁多极子与电磁场具有强谐振作用,导致对自然材料中动态环形矩的观察变得十分困难。

超材料是一种由亚波长单元结构周期排列形成的人工电磁材料,通过控制结构的图案、尺寸、周期等参数,可以根据需求来设计超材料的电磁参数,以获得自然材料所不具备的奇异电磁特性,如吸波^[6-9]、电磁诱导透明^[10]、零折射率^[11]、完美透镜^[12]等^[13]。利用超材料任意调控电磁场的特性,可实现环偶极子的设计。环偶极子超材料与振荡的电磁场相互作用形成强局域场,因此,环偶极子超材料通常具有较高的 Q 值。环偶极子在解释光与物质的相互作用中具有重要意义,被应用于高灵敏度传感器^[14]、无线能量传输^[15]、增强光学力^[16-17]、无辐射系统^[18]等领域^[19-24]。

2010年,Kaelberer等^[25]将4个开口谐振环嵌入介质,利用入射电磁波在不同位置的开口谐振环的相位差实现了首尾相连的涡旋状磁场,完成了立体结构动态环偶极子超材料的实验验证。2012年,董正高教授课题组利用不对称金属条首次在光波段实现了平面环偶极子超材料设计^[26],该结构在降低

加工难度的同时极大地简化了环偶极子的实验步骤,为平面环偶极子超材料设计提供了新的思路。2019年,Zhou等^[27]利用环偶极子独特的电磁特性实现了全介质环偶极子超材料在近红外波段的高 Q 值Fano谐振,在纳米激光、光学开关以及超灵敏传感等领域有重要的应用价值。然而基于平面环偶极子超材料的Fano共振在微波段的研究还较少。

本文利用不对称开口谐振环实现了一种微波段平面环偶极子超材料的Fano共振。该结构在9.1 GHz处可产生一个高 Q 值的Fano共振谷。通过金属表面电流以及结构磁场深入分析环偶极子谐振产生的物理机理。从各多极子远场散射能量与传输特性的对比分析可知,该亚波长结构实现的Fano共振是由迅速增强的环偶极谐振所产生。

2 结构设计、仿真与实验

平面环偶极子超材料的单元结构如图1(a)所示。该亚波长结构由一对具有不对称开口的谐振环和介质板组成,其中,金属部分采用厚度为0.035 mm的铜,电导率 $\sigma = 5.96 \times 10^7 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 。介质采用厚度为1 mm的F4B板,相对介电常数 ϵ_r 为2.65,损耗角正切 $\tan \delta = 0.001$ 。通过仿真优化,单元结构的参数如下:结构沿 x 和 y 方向的周期分别为 $P_x = 15 \text{ mm}$, $P_y = 8 \text{ mm}$;金属谐振环的长度 $L_x = 6 \text{ mm}$, $L_y = 5 \text{ mm}$;金属线宽 $W = 0.3 \text{ mm}$;谐振环开口宽度 $g = 0.5 \text{ mm}$;两个金属环之间的距离 $d = 0.2 \text{ mm}$;金属环中不对称开口的位置相对于谐振环中心偏移了 $d_x = 0.3 \text{ mm}$ 。 z 轴方向为电磁波传播方向, x 、 y 轴为周期性边界条件。将电场极化为 y 轴方向的入射电磁波,并沿 z 轴方向垂直照射到结构表面,在谐振频点处产生较强的环偶极谐振。图1(b)

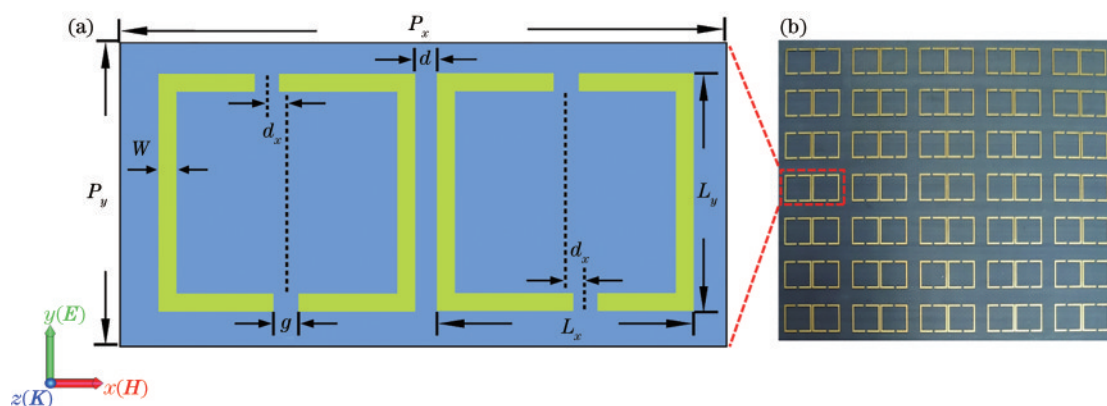


图1 平面环偶极子超材料。(a)仿真单元结构示意图;(b)部分实验测试样品

Fig. 1 Planar toroidal metamaterials. (a) Schematic of simulation unit structure; (b) part of experimental test sample

所示为所设计平面环偶极子超材料的部分实验样板,整体的超材料结构尺寸为 225 mm×232 mm,是由 15×29 个单元结构组成。为了验证所设计环偶极子平面超材料的频谱特性,将两个线极化宽带喇叭天线连接到矢量网络分析仪 (Agilent PNA E8362B) 上,采用自由空间法进行测试。

所设计环偶极子平面超材料的频谱特性如图 2 所示,其中,实线为 CST 仿真结果,虚线为实验测试结果。从传输曲线可以看出,超材料在 9.1 GHz 附近有一个高 Q 值 Fano 共振谷,其 Q 值可达到 115。由于入射电磁波垂直照射到结构表面,无磁场穿过单元结构的开口谐振环,此时该结构为电激励。开口谐振环的其中一个开缝位置有 d_x 的偏移,使得结构具有非对称性。正是这种对称性的破缺使得开口谐振环能够被垂直于开缝的电场激励,产生环形

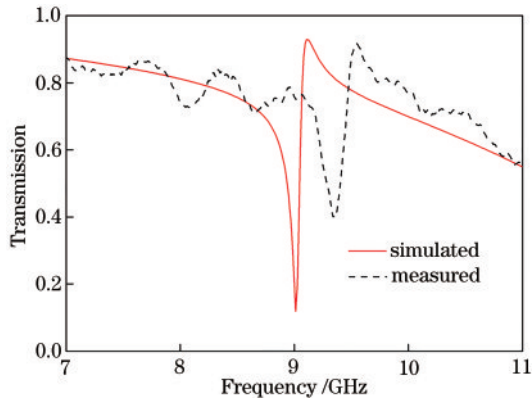


图 2 平面环偶极子超材料仿真与测试传输曲线

Fig. 2 Simulated and measured transmission curves of the dipolar toroidal metamaterials

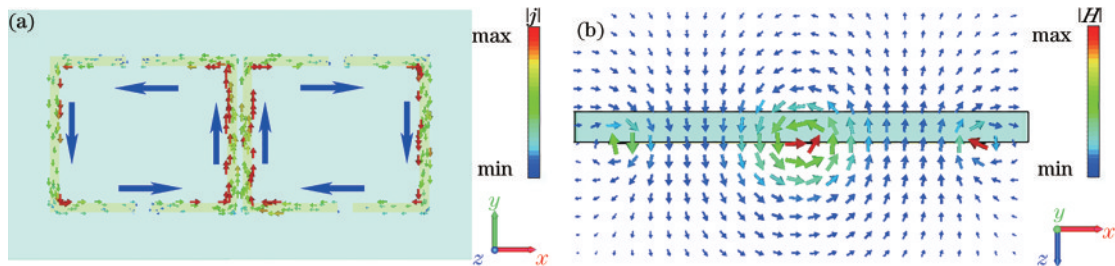


图 3 环偶极子超材料 Fano 共振谷处近场分布。(a) 表面电流分布;(b) xoz 平面涡旋磁场

Fig. 3 Near-field distribution of toroidal metamaterials at valley of Fano resonances. (a) Surface current distribution; (b) vortex magnetic field at xoz plane

3.2 多极子远场散射能量

根据谐振环表面电流强度,利用散射能量公式可求得多极子远场散射能量,通过对各散射能量的对比,可知环偶极子对超材料 Fano 共振具有主导作用。各多极矩计算公式如下

电流。将其中一个开口谐振环绕着 z 轴旋转 180° ,组成一对电流方向相反的谐振单元。

在谐振点处,电流大小几乎相等且相位相反,电偶极子被抑制,同时环偶极子明显增多,形成 Fano 共振。实验测试结果与仿真结果基本吻合,但测试所得共振频率略微蓝移,这主要是因为实验采用自由空间法,周围环境对实验的测试结果有较大的影响。

3 分析与讨论

3.1 平面环偶极子超材料的电流及磁场分析

利用谐振环表面电流的分布以及结构产生的感应磁场来分析环偶极矩的产生。图 3(a)所示为不对称环偶极子超材料在共振谷处的表面电流分布。可以看到,当 y 极化波垂直照射在亚波长结构表面时,谐振点 9.1 GHz 处金属谐振环上的表面电流呈反向对称。谐振环上电偶极矩基本抵消,使得整个频率范围内散射能量均较强的电偶极子在谐振点处迅速减少。反向流动的电流产生了一对大小基本相等但方向相反的磁偶极矩 M 。从图 3(b) 可以看到, xoz 平面出现首尾相接的涡旋状磁场,由此判断增强的环偶极矩 T 为 y 方向,这与入射电磁波的电场方向一致。因此,在谐振点处环偶极矩 T 对入射电磁波的影响起到主要作用。由于环偶极子具有很好的场局域作用,磁场被很好地限制在谐振环内,泄漏的能量较小。在共振谷处,环偶极矩 T 被增强至可检测范围,同时,传统较强的电偶极矩 P 被明显抑制且弱于环偶极矩 T 。

$$P = \frac{1}{i\omega} \int j d^3 r, \quad (1)$$

$$M = \frac{1}{2c} \int (r \times j) d^3 r, \quad (2)$$

$$T = \frac{1}{10c} \int [(rj)r - 2r^2 j] d^3 r, \quad (3)$$

$$Q^{(e)}_{\alpha,\beta} = \frac{1}{i2\omega} \int [r_\alpha j_\beta + r_\beta j_\alpha - \frac{2}{3}(\mathbf{r}\cdot\mathbf{j})\delta_{\alpha,\beta}] d^3r, \quad (4)$$

$$Q^{(m)}_{\alpha,\beta} = \frac{1}{3c} \int [(r \times j)_\alpha r_\beta + (r \times j)_\beta r_\alpha] d^3r, \quad (5)$$

式中： P 为电偶极矩； M 为磁偶极矩； T 为环偶极矩； $Q^{(e)}_{\alpha,\beta}$ 表示电四极矩； $Q^{(m)}_{\alpha,\beta}$ 表示磁四极矩； j 为电流密度； c 为真空中的光速； ω 为角频率； r 为空间中任意一点到原点的位移矢量。

在谐波 $\exp(i\omega t)$ 的激励下，超材料单元中各个多极子对远场的总辐射能量可表示为

$$I = \frac{2\omega^4}{3c^3} |P|^2 + \frac{2\omega^4}{3c^3} |M|^2 + \frac{4\omega^5}{3c^4} \text{Im}(P^*T) + \frac{2\omega^6}{3c^5} |T|^2 + \frac{\omega^6}{5c^5} \sum |Q^{(e)}_{\alpha,\beta}|^2 + \frac{\omega^6}{20c^5} \sum |Q^{(m)}_{\alpha,\beta}|^2 + o\left(\frac{1}{c^5}\right), \quad (6)$$

式中： I 为各多极子散射总能量；等号右边第一项、第二项分别为电偶极子和磁偶极子散射能量，第三项为电偶极子与环偶极子相互作用，第四项为环偶极子散射能量，第五项、第六项分别为电四极子与磁四极子散射能量，第七项为高阶修正项。

根据(1)~(6)式计算各多极子远场散射能量，在图4中仅显示3个较强的多极矩即电偶极矩 P 、环偶极矩 T 以及磁四极矩 $Q^{(m)}_{\alpha,\beta}$ 。在谐振点 9.1 GHz 处，传统的电偶极子受到明显抑制，而通常被忽视的环偶极子效应迅速增强。由此可见，对谐振起主导作用的是增强的环偶极子。开口谐振环上反向流动的电流使得磁四极子与环偶极子具有相似的变化趋势，当环偶极子达到最大值时，磁四极子也达到图4所示频谱范围内的最大值。

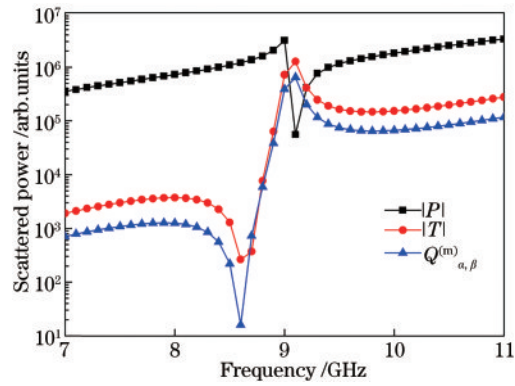


图4 多极子的3个较强多极矩的远场散射能量对比图
Fig. 4 Scattered power of the three strongest component of multipole at far-field

4 不同极化角时传输特性分析

当入射电磁波垂直照射到结构表面时，不同电磁波的极化方向会对所设计的对称破缺超材料谐振特性产生一定的影响。图5所示为入射波极化角度对透射谱及能量的影响。入射电磁波极化方向与 y 方向的角度（即入射极化角） φ 在 $0^\circ \sim 90^\circ$ 之间变化时，平面环偶极子超材料的传输曲线如图5(a)所示。当 $\varphi=0^\circ$ 时，电场极化方向为 y 方向，传输曲线具有高 Q 值 Fano 共振谷。当 $\varphi \leq 30^\circ$ 时，由于电场 y 方向分量较强，传输曲线变化较小，所设计的平面环偶极子超材料对入射电磁波极化角度不敏感。随着 φ 逐渐增大，谐振频率变化较小，而结构产生的 Fano 共振深度明显减小。当 $\varphi=90^\circ$ 时，电场极化方向为 x 方向，传输曲线几乎为一条直线，Fano 共振谷消失。可以通过调节入射波的极化角来改变超材料产生 Fano 共振的深度，这一特性可用于高性能

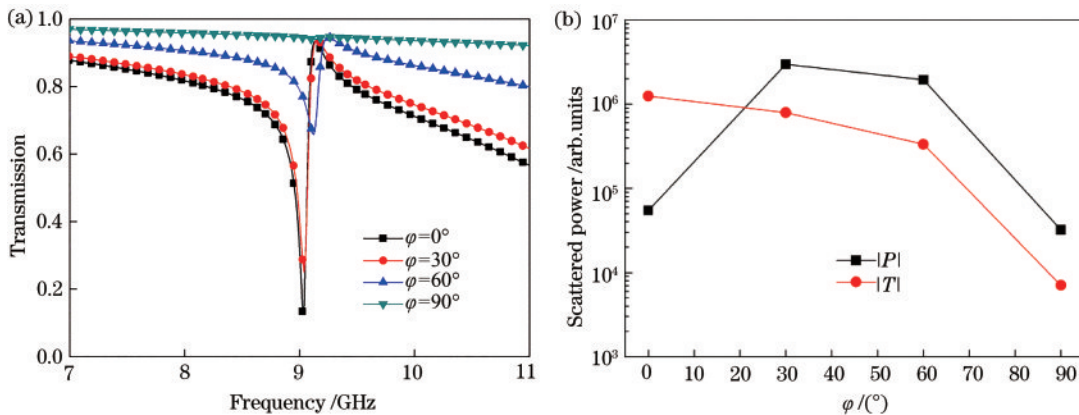


图5 入射极化角对透射谱及能量的影响。(a)透射谱的变化；(b)散射能量与极化角的关系

Fig. 5 Transmission spectra and scattered power with different polarization angles. (a) Variation of transmission spectra; (b) scattered power as a function of polarization angles

光开关的设计。

为了更加深入地理解环偶极子超材料 Fano 共振谷与入射电磁场不同极化角之间的关系,将电偶极子与环偶极子远场散射能量与电场极化角之间的关系做进一步的分析,结果如图 5(b)所示。当入射极化角为 0° 时,所设计结构中产生环偶极共振,且环偶极子能量比电偶极子能量高出一个数量级。随着极化角的增大,电场的极化方向逐渐向 x 方向偏转,能够激发环偶极子的 y 方向电场分量逐渐减小,环偶极子能量逐渐降低。此时,传统的电偶极子能量高于环偶极子散射能量。当入射极化角进一步增大至 90° 时,此时 y 方向电场为零,环偶极共振降至最低点。因此,所设计的超材料实现的 Fano 共振是由环偶极共振所产生。

5 结 论

利用对称破缺开口谐振环设计了一种平面环偶极子超材料,该亚波长结构在法线入射电磁波激励下可在 9.1 GHz 处产生高 Q 值 Fano 共振谷,其 Q 值可达 115。通过分析超材料结构的透射谱、金属表面电流、结构感应磁场以及各多极子远场散射能量可知,在共振谷处平面超材料的电偶极子由于对称的感应电流迅速被抑制,环偶极子效应迅速增强。因此,环偶极共振对超材料的 Fano 共振起到了主导作用。此外,还分析了在不同入射极化角下传输曲线的变化以及多极子散射能量与 Fano 共振的关系。所设计的平面环偶极子超材料对微波段 Fano 共振的实现提供了新的方法,也对高灵敏度传感器和光开关等设计提供了新的思路。

参 考 文 献

- [1] Dubovik V M, Cheshkov A A. Multipole expansion in classical and quantum field theory and radiation [J]. Soviet Journal of Particles and Nuclei, 1974, 5 (3): 318-364.
- [2] Zel'Dovich I B. Electromagnetic interaction with parity violation [J]. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1958, 6: 1184-1186.
- [3] Haxton W C. Atomic parity violation and the nuclear anapole moment [J]. Science, 1997, 275 (5307): 1750-1753.
- [4] Radescu E E, Vaman G. Exact calculation of the angular momentum loss, recoil force, and radiation intensity for an arbitrary source in terms of electric, magnetic, and toroid multipoles [J]. Physical Review E, 2002, 65(4): 046609.
- [5] Naumov I I, Bellaiche L, Fu H X. Unusual phase transitions in ferroelectric nanodisks and nanorods [J]. Nature, 2004, 432(7018): 737-740.
- [6] Li D M, Yuan S, Yang R C, et al. Dynamical optical-controlled multi-state THz metamaterial absorber [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40 (8): 0816001.
李达民,袁苏,杨荣草,等.动态光调控多态太赫兹超材料吸收器[J].光学学报,2020,40(8): 0816001.
- [7] Mao Q J, Feng C Z. Absorptance properties of nested-ring metamaterial absorbers based on magnetic polaritons [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(8): 0816001.
毛前军,冯春早.基于磁激元的嵌套环超材料吸收器的吸收特性[J].光学学报,2019,39(8): 0816001.
- [8] Meng Q L, Zhang Y, Zhang B, et al. Characteristics of optically tunable multi-band terahertz metamaterial absorber [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(10): 101603.
孟庆龙,张艳,张彬,等.光控可调谐多频带太赫兹超材料吸收器的特性[J].激光与光电子学进展,2019,56(10): 101603.
- [9] Wang C S, Jiang D F, Jiang X W. Polarization independent high absorption efficiency wide absorption bandwidth metamaterial absorber [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(3): 031601.
王超素,江达飞,江孝伟.偏振无关高吸收效率宽吸收带宽超材料吸收器[J].激光与光电子学进展,2020,57(3): 031601.
- [10] Wang Y R, Liang L J, Yang M S, et al. Terahertz metamaterial based on controllable electromagnetic induced transparency structure [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(4): 041603.
王娅茹,梁兰菊,杨茂生,等.一种光控的电磁诱导透明太赫兹超材料[J].激光与光电子学进展,2019,56(4): 041603.
- [11] Fu Y Y, Xu Y D, Chen H Y. Zero index metamaterials with PT symmetry in a waveguide system [J]. Optics Express, 2016, 24 (2): 1648-1657.
- [12] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens [J]. Physical Review Letters, 2000, 85(18): 3966-3969.
- [13] Lin Y C, Liu F, Huang Y D. Cherenkov radiation based on metamaterials [J]. Acta Physica Sinica,

- 2020, 69(15): 154103.
- 林月钗, 刘仿, 黄翊东. 基于超构材料的 Cherenkov 辐射[J]. 物理学报, 2020, 69(15): 154103.
- [14] Gupta M, Srivastava Y K, Manjappa M, et al. Sensing with toroidal metamaterial [J]. Applied Physics Letters, 2017, 110(12): 121108.
- [15] Zhao J F, Zhang Y W, Li Y H, et al. Wireless power transfer system based on toroidal metamaterials [J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(16): 168801.
- 赵俊飞, 张冶文, 李云辉, 等. 基于环磁美特材料的无线传能系统[J]. 物理学报, 2016, 65(16): 168801.
- [16] Zhang X L, Wang S B, Lin Z F, et al. Optical force on toroidal nanostructures: toroidal dipole versus renormalized electric dipole[J]. Physical Review A, 2015, 92(4): 043804.
- [17] Jin R C, Li J, Wang Y H, et al. Optical force enhancement and annular trapping by plasmonic toroidal resonance in a double-disk metastructure [J]. Optics Express, 2016, 24(24): 27563-27568.
- [18] Nemkov N A, Basharin A A, Fedotov V A. Nonradiating sources, dynamic anapole, and Aharonov-Bohm effect [J]. Physical Review B, 2017, 95(16): 165134.
- [19] Li J, Wang Y H, Jin R C, et al. Toroidal-dipole induced plasmonic perfect absorber [J]. Journal of Physics D, 2017, 50(48): 485301.
- [20] Xiang T, Lei T, Huang X J, et al. Anapole metamaterial absorber in microwave frequency range [J]. Applied Physics Express, 2018, 11(11): 117302.
- [21] Zografopoulos D C, Ferraro A, Algorri J F, et al. All-dielectric silicon metasurface with strong subterahertz toroidal dipole resonance[J]. Advanced Optical Materials, 2019, 7(19): 1900777.
- [22] Wang W D, Qi J G. Polarization sensitive toroidal dipole metasurface for switch and magnetic field tunability [J]. Applied Physics Express, 2019, 12(6): 065004.
- [23] Luo X, Li X J, Lang T T, et al. Excitation of high Q toroidal dipole resonance in an all-dielectric metasurface [J]. Optical Materials Express, 2020, 10(2): 358-368.
- [24] Zografopoulos D C, Algorri J F, Ferraro A, et al. Toroidal metasurface resonances in microwave waveguides[J]. Scientific Reports, 2019, 9: 7544.
- [25] Kaelberer T, Fedotov V A, Papasimakis N, et al. Toroidal dipolar response in a metamaterial [J]. Science, 2010, 330(6010): 1510-1512.
- [26] Dong Z G, Zhu J, Rho J, et al. Optical toroidal dipolar response by an asymmetric double-bar metamaterial [J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(14): 144105.
- [27] Zhou C B, Li S Y, Wang Y, et al. Multiple toroidal dipole Fano resonances of asymmetric dielectric nanohole arrays[J]. Physical Review B, 2019, 100(19): 195306.