

特约专栏

可调介质超材料研究进展

毕科¹, 王旭莹¹, 兰楚文¹, 郝亚楠¹, 周济²

(1. 北京邮电大学理学院, 北京 100876)

(2. 清华大学材料学院, 北京 100084)

摘要: 超材料由于具有自然界材料所不具备的一些独特的电磁和光学特性而被广泛关注与研究。相比于传统金属结构超材料, 介质超材料不仅可以低损耗地实现超常电磁特性, 而且对外场具有很高的敏感度, 其电磁参数随磁场、电场、温度等外场的变化而改变, 因而受到了功能材料和信息器件领域研究者的广泛关注。分别从磁可调、电可调和温度可调3个方面介绍可调介质超材料。首先, 对于磁可调介质超材料, 介绍了基于铁氧体的多种磁可调结构的研究进展以及铁磁谐振原理; 其次, 对于电可调介质超材料, 介绍了基于石墨烯、变容二极管和液晶材料的多种电可调结构的研究进展; 最后, 对于温度可调介质超材料, 介绍了基于二氧化钒、铋化锑和钛酸锶材料实现温度可调性能的研究进展及其相应物理机制, 并展望了可调介质超材料的发展趋势和潜在应用。

关键词: 超材料; 可调介质超材料; 磁可调; 电可调; 温度可调

中图分类号: O441.6 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2019)01-0001-13

Research Progress of Tunable Dielectric Metamaterials

BI Ke¹, WANG Xuying¹, LAN Chuwen¹, HAO Yanan¹, ZHOU Ji²

(1. School of Science, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

(2. School of Materials Science & Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: Metamaterials have attracted considerable attention and research owing to their unique electromagnetic and optical properties, which cannot be realized in natural materials. Compared with traditional metal-based metamaterials, dielectric metamaterials have both exotic electromagnetic properties and high sensitivity, whose electromagnetic parameters can be tuned by magnetic field, electric field and temperature, etc. Therefore, they attract much attention from the area of materials and information function devices. This paper summarizes the tuning methods of the tunable dielectric metamaterials from three aspects: magnetically tunable, electrically tunable and thermally tunable. Firstly, for magnetically tunable dielectric metamaterials, both the research progress of various magnetically tunable structures based on ferrite and the relevant ferromagnetic resonance principles are introduced. Secondly, for electrically tunable dielectric metamaterials, the research progress of various electrically tunable structures based on graphene, varactor diode and liquid crystal material is introduced. Finally, for the thermally tunable dielectric metamaterials, the metal-insulator phase transition mechanism based on vanadium dioxide is introduced to realize the thermally tunable performance. Additionally, the research progress and physical mechanism of the thermally tunable performance based on indium antimonide and strontium titanate materials are introduced. The development trend and potential applications of tunable dielectric metamaterials are prospected.

Key words: metamaterials; tunable dielectric metamaterials; magnetically tunable; electrically tunable; thermally tunable

1 前言

超材料是一种具有天然材料所不具备的超常物理性

质的人工复合结构或复合材料。通过结构基元的人工设计可实现电磁参数的调控, 这为电磁波的控制提供了无限遐想^[1-5]。超材料设计具有很大的自由度, 通过合理设计结构参数, 可以使其工作在不同的频带范围。因此, 超材料在射频微波领域(包括吸波材料、天线等)、太赫兹领域(包括太赫兹传感、探测等)、光学领域(包括如完美透镜、隐身斗篷、超分辨率成像等)都有着十分广泛的应用前景。超材料的超常电磁特性是通过特定

收稿日期: 2018-08-07 修回日期: 2018-12-07
基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61774020, 51788104, 51532004, 11574311)
第一作者: 毕科, 男, 1983年生, 副教授, 博士生导师,
E-mail: bike@bupt.edu.cn
DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.2019.01.01

结构的电磁响应实现的。然而超材料的结构确定性导致这些电磁特性都有特定的频带范围,超出这个范围,奇异的电磁特性便会减弱甚至消失。这意味着一旦工作频率发生改变,必须重新设计超材料的结构才能获得同样的电磁特性,因而限制了其实用性。显然,如果不用改变超材料结构而仅仅通过改变外部场就可以调控超材料的性能,则将极大地增加超材料的实用性。

由某些介质单元组成的介质超材料的电磁参数对磁场、电场、温度等外场具有很高的敏感度,通过合理引入外场,可以实时动态地调控超材料的电磁特性,这种可调介质超材料在现代通信和雷达系统中具有广泛的应用前景,如吸波材料、微波器件、智能天线等。为了实现介质超材料的可调性能,各种超材料外场调控方法也被广泛研究,其中主要有磁可调^[6-8]、电可调^[9-11]以及温度可调^[12-14]等。作为一个典型的可调超材料,磁可调介质超材料的磁导率和介电常数可以通过外加磁场进行调节。相比于其他的可调介质超材料,磁可调介质超材料具有更宽的调谐范围、更快的响应速度等优势^[15-17]。电可调介质超材料可以使用偏置电压调控单元材料特性来实现对超材料性能的调控^[18-20]。此外,温度可调介质超材料主要基于材料介电常数对温度的依赖性来实现^[21-23]。本文针对可调介质超材料,从外场调控的角度对调控方法进行分类,重点综述了磁可调、电可调和温度可调介质超材料的主要研究进展、相关调谐机制以及未来应用展望。

2 磁可调介质超材料

铁氧体作为一种亚铁磁性的金属氧化物,在外加偏置磁场的作用下可以发生铁磁共振,从而实现负磁导率。通过调节外加磁场的强度可以调控负磁导率出现的频域,因此,铁氧体材料已广泛应用于负折射超材料、超材料天线、超材料带阻滤波器等器件^[24-31]。

2.1 铁氧体/金属线复合结构

为了实现磁可调的负折射特性,Zhao 等^[24]在国际上较早提出了利用钇铁石榴石(YIG)铁氧体棒与金属线复合构成铁氧体基超材料,其示意图和电磁特性如图 1a 和 1b 所示。该结构由 YIG 铁氧体和 Cu 金属线组成周期阵列结构,外加磁场沿着铁氧体棒的长轴方向。随着外加磁场由 1600 Oe 增加到 2300 Oe,中心频率由 8.2 GHz 增加到了 10.7 GHz,响应速度达到了 3.5 GHz/kOe。该结构实现了宽频带范围内左手通带的动态、连续、可逆的磁可调行为,表明通过改变外部磁场可方便地调节工作频率。随后,在上述结构中进一步引入不同尺寸的铁氧体实现了双通带效果^[25],其示意图和电磁特性如图 1c 和 1d 所示。该结构在图 1a 所示的印制电路板(printed circuit board, PCB)板两侧引入了不同尺寸的 YIG 片。随着外加磁场由 1900 Oe 增加到 2300 Oe,第一个通带频率由 9.1 GHz 增加到了 10.2 GHz,同时,第二个通带频率由 9.5 GHz 增加到了 10.6 GHz。结果表明该结构具有磁可调特性。

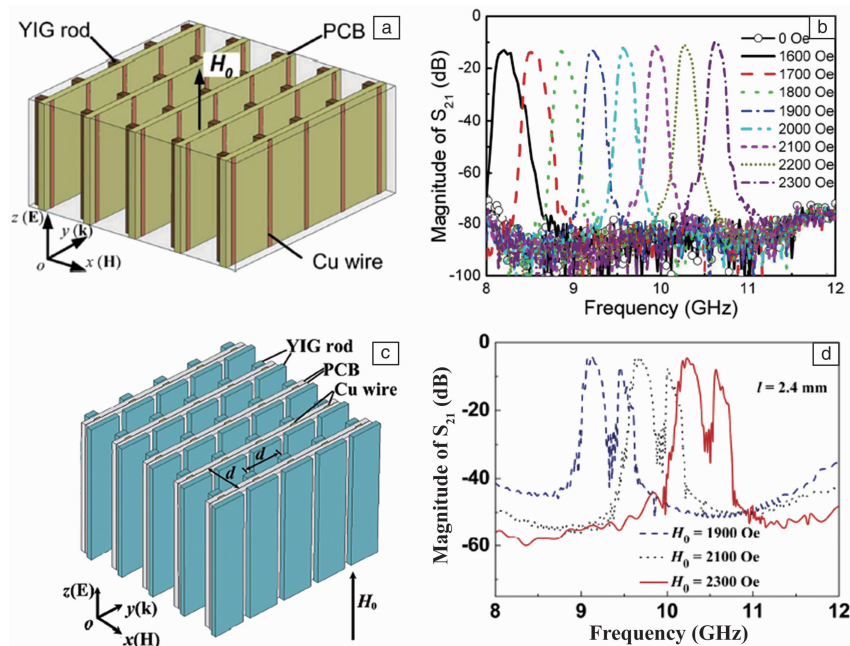


图 1 YIG 棒和金属线组成的可调左手超材料示意图(a),复合结构在不同外加磁场下的实测 S 参数谱(b),双频段负折射率铁氧体基超材料示意图(c),双频段负折射率铁氧体基超材料的模拟透射光谱(d)^[24]

Fig. 1 Schematic of tunable left-handed material (LHM) consisting of YIG rods and copper wires (a), measured transmission for the combination under different applied magnetic fields (b), schematic diagram of dual-band negative refraction index (NRI) ferrite-based metamaterials (c), simulated transmission spectra for the dual-band NRI ferrite-based metamaterials (d)^[24]

在一定的外加磁场下, 铁氧体与电磁波作用产生铁磁共振, 其有效磁导率可以表示为式(1)^[26]:

$$\mu_{\text{eff}}(\omega) = 1 - \frac{F\omega_{\text{mp}}^2}{\omega^2 - \omega_{\text{mp}}^2 - i\Gamma(\omega)\omega} \quad (1)$$

$$\Gamma(\omega) = \left(\frac{\omega^2}{\omega_r + \omega_m} + \omega_r + \omega_m \right) \alpha \quad (2)$$

$$\omega_{\text{mp}} = \sqrt{\omega_r(\omega_r + \omega_m)} \quad (3)$$

其中, α 是铁磁进动的阻尼系数, γ 是回磁比, $F = \omega_m/\omega_r$, $\omega_m = 4\pi M_s \gamma$, F 是铁氧体的特征频率, M_s 是饱和磁化强度。铁磁共振频率可以被表示为式(4)^[27]:

$$\omega_r = \gamma \sqrt{[H_0 + (N_x - N_z)4\pi M_s][H_0 + (N_y - N_z)4\pi M_s]} \quad (4)$$

其中, H_0 是外加磁场, N_x , N_y 和 N_z 分别是 x , y 和 z 方向的退磁因子。由表达式(1)~式(4)可以推测出, 铁氧体的磁导率强烈依赖于共振频率。由于存在两种不同尺

寸的铁氧体棒, 那么在两个铁磁共振频率附近将会分别出现两个负磁导率区域, 在金属线阵列提供负介电常数的情况下, 形成两个左手通带。

铁氧体/金属线结构是左手超材料中的典型结构, 该结构不仅实现了低损耗的磁场可调左手特性, 而且构造简单, 在器件小型化方面具有一定的优势。

2.2 铁氧体超材料滤波器结构

利用铁磁共振可以产生负磁导率, Bi 等^[28]提出了一种基于铁氧体/铁氧体单元的带阻滤波器结构, 其结构示意图和电磁特性如图 2a 和 2b 所示。该结构由两种仅在尺寸上存在差异的铁氧体阵列组成, 测试结果表明其具有 500 MHz 的 -3 dB 阻带带宽、-1.5 dB 的插入损耗。在一系列的外加磁场作用下, 阻带中心频率也在随之改变, 这表明了该结构具有磁可调特性。

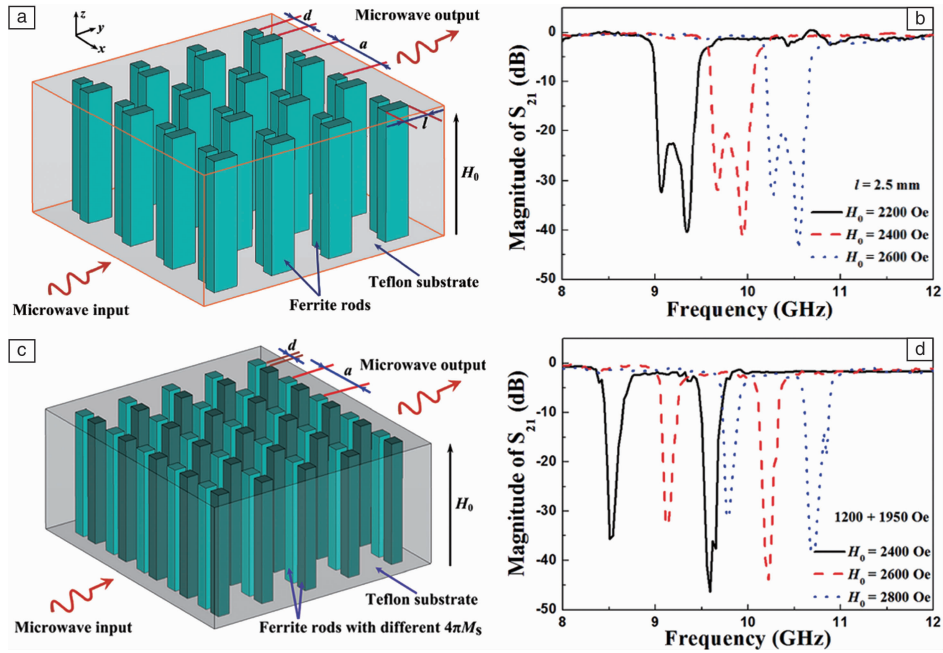


图 2 基于铁氧体基超材料的可调微波带阻滤波器示意图(a), 磁可调微波带阻滤波器在一系列磁场 H_0 下的实测 S 参数谱(b), 基于铁氧体基超材料结构的可调微波带通滤波器示意图(c), 磁可调微波带通滤波器在一系列 H_0 下的实测透射光谱(d)^[28]

Fig. 2 Schematic diagram of the tunable microwave bandstop filter using ferrite-based metamaterial structure (a), measured transmission spectra for the magnetically tunable microwave bandstop filter with a series of H_0 (b), schematic diagram of the magnetically tunable microwave bandpass filter using ferrite-based metamaterial structure (c), measured transmission spectra for the magnetically tunable microwave bandpass filter with a series of H_0 (d)^[28]

此外, 作者团队还提出了一种带通滤波器结构, 该结构由两种饱和磁化强度不同的 YIG 铁氧体阵列组成^[29], 其结构示意图和传输特性如图 2c 和 2d 所示。两种 YIG 铁氧体的饱和磁化强度分别为 1200 和 1950 Oe, 其他参数完全相同。由表达式(4)可知, 铁氧体的铁磁共振频率不仅受到外加磁场的影响, 而且受到饱和

磁化强度的影响, 其随着饱和磁化强度的增加而增加。因此, 由于两种铁氧体的饱和磁化强度不同, 其铁磁共振频率也不同, 并分别对应图 2d 中的两个分离的阻带, 在两个阻带中间形成了一个插入损耗约为 -2 dB 的通带, 该通带的中心频率可由外部磁场动态调控。

基于铁氧体超材料的微波带阻和带通滤波器结构简单、性能优异,为通信系统中的滤波器设计提供了一种新思路。

2.3 铁氧体/电介质复合结构

根据 Bethe 理论,电磁波无法通过刻有亚波长小孔的金属板。如果能够设计一种结构,可以使电磁波能够有效穿过刻有亚波长小孔的金属板,实现超常透射,则有望在微波和光学器件中得到实际应用。作者团队基于铁氧体/电介质复合结构设计了双频带磁可调超常透射传输结构^[30],其结构示意图和透射参数曲线如图 3a 和 3b 所示。两对电介质立方体和铁氧体块对称地放置在亚波长孔径的两侧,第一个透射通带是由电介质块的

Mie 谐振引起的,第二个透射通带是由铁氧体块的铁磁谐振引起的。由 Mie 谐振产生的透射通带几乎不随外加磁场变化,而由铁磁谐振产生的透射通带可动态地由外加磁场调节。当外加磁场达到 2000 Oe 时,两个透射通带的峰值分别达到了 -1.3 和 -2 dB。图 3c 和 3d 更加形象地展示出电磁波通过亚波长小孔的透射过程,当没有铁氧体和电介质立方体时,电磁波无法通过金属板;当金属板两侧放置有铁氧体与电介质块,外加磁场为 0 Oe 时,电磁波在 10.76 GHz 处可以传播,这是因为电介质立方体产生 Mie 谐振,实现了超常透射;当外加磁场为 1500 Oe 时,铁氧体发生铁磁共振,在铁磁谐振频率处也实现了超常透射传输,如图 3d 所示。

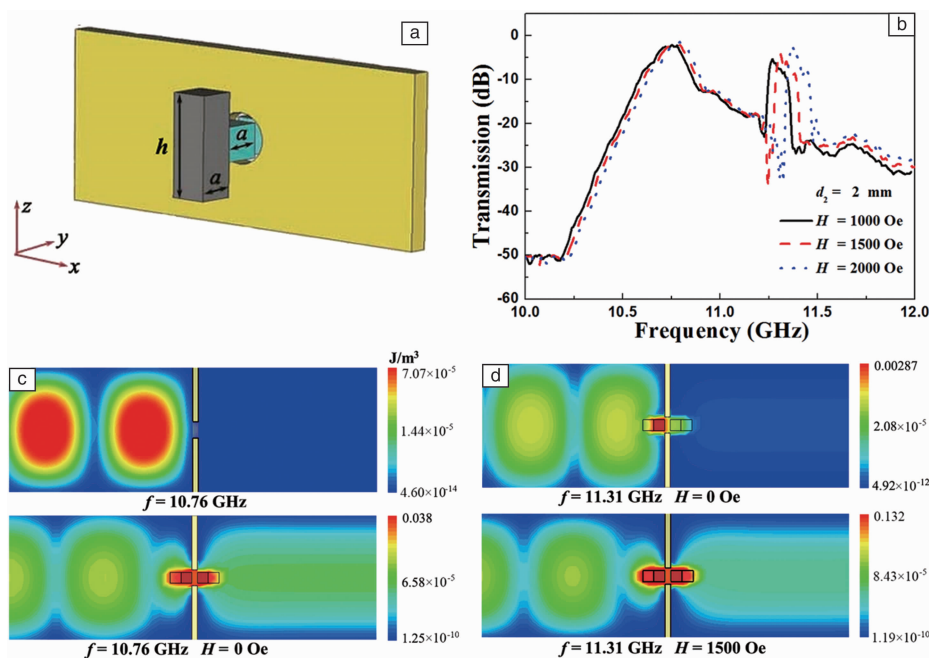


图 3 磁可调双频带透射的结构示意图(a),铁氧体电介质谐振器在一系列磁场 H 下的实测透射光谱(b), xy 平面内仅有孔径和铁氧体电介质谐振器耦合在 10.76 GHz 处的模拟电能密度分布(c), xy 平面内铁氧体电介质谐振器耦合在 11.31 GHz 处 $H=0$ 和 1500 Oe 时的模拟电能密度分布(d)^[30]

Fig. 3 Schematic diagram of the magnetically tunable dual-band transmission (a), measured transmission spectra for ferrites-dielectrics resonators under a series of H (b), simulated electric energy density distribution in the xy -plane for aperture-only coupling at 10.76 GHz (c), simulated electric energy density distribution in the xy -plane for resonators-resonators coupling with $H=0$ Oe and $H=1500$ Oe at 11.31 GHz (d)^[30]

此外,Wang 等^[31]基于铁氧体/电介质实现了一种非互易性的 Fano 共振超分子结构,其示意图和电磁特性如图 4a 和 4b 所示,一个电介质块放置在铁氧体块的中心之上。只有铁氧体块的情况下,电磁波谱中没有观察到明显的损耗峰。只有介质立方体的情况下,在 14.17 GHz 处显示强谐振,对应于二阶 Mie 谐振模式。由铁氧体和电介质构成的超分子结构出现了两个明显的损耗峰。图 4c 说明了结构的 S_{21} 和 S_{12} 光谱的大小,Fano 型光谱形状在 S_{12} 光谱中几乎消失,表明该系统在 Fano 共振处具有强的非互易性。图 4d 展示了外加磁场对

Fano 共振的影响,谐振频率随着外加磁场的增加而增加,体现了磁可调特性。

基于铁氧体/电介质复合结构的可调超材料可以利用铁氧体的铁磁谐振和电介质的 Mie 谐振实现双频带特性,该设计思路有望应用于调制器和隔离器等器件。

此外,Huang 等^[32]还提出将铁氧体作为基板或覆板整合到传统的无源超材料吸波器(MA)中,并系统地分析了两种基于铁氧体的可调谐 MA。金属谐振环阵列蚀刻在 FR4 印刷电路板的一侧,而金属接地平面覆盖在另

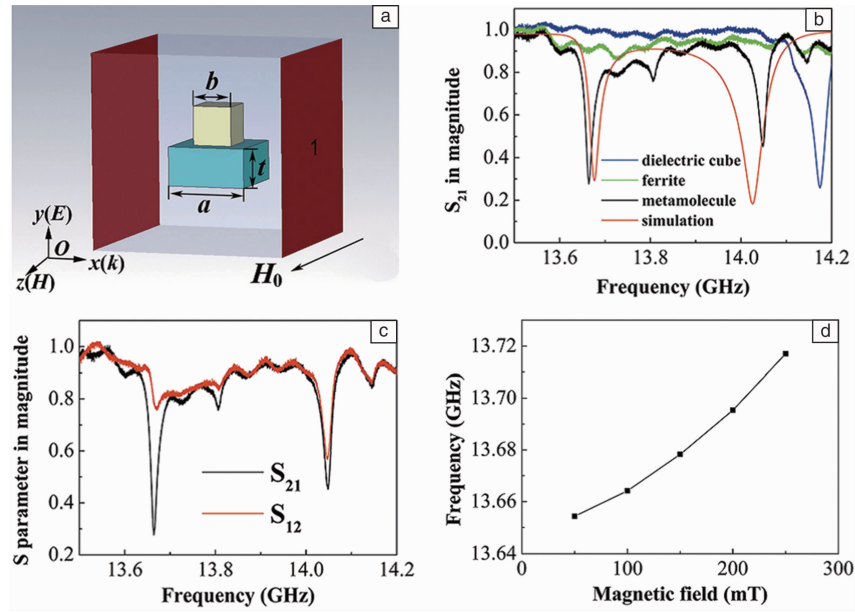


图 4 超分子结构示意图(a); 单个电介质立方体(蓝色)、单个铁氧体块(绿色)、分子结构(黑色)的实测传输响应, 红色为分子结构的模拟光谱(b); 分子结构的实测 S_{21} 和 S_{12} 光谱(c); Fano 共振频率对外加磁场依赖性的实验结果(d)^[31]

Fig. 4 Schematic diagram of the metamolecule (a); Measured transmission response of a single dielectric cube (blue), a single ferrite cuboid (green), and the metamolecule (black) (b); The simulated spectra of the metamolecule are illustrated in red color, measured S_{21} and S_{12} spectra of the metamolecule (c); Experimental results of dependence of Fano resonance frequency on the applied magnetic field (d)^[31]

一侧。在第一种 MA 中, 铁氧体层插入 FR4 层和接地平面之间, 铁氧体和 FR4 层一起作为基板。在第二种 MA 中, 铁氧体覆盖在无源 MA 上, 同时用另一个 FR4 间隔放置在铁氧体和无源 MA 之间, 以避免铁氧体和金属谐振器之间相互作用。实验和模拟结果表明, 未施加磁场时, 两种 MA 都展现了一个明显的吸收峰, 且几乎为完美吸收; 逐渐增加磁场强度时, 两个 MA 的吸收峰值均逐渐向高频区域移动, 且两个 MA 的响应速度分别为 0.36 和 0.18 MHz/Oe, 该结果证实了所设计的基于铁氧体的 MA 具有磁可调特性。Li 等^[33]也对铁氧体基超材料进行了研究, 提出了一种基于金属/铁氧体/金属结构的超材料吸波器。与普通的金属/电介质/金属结构不同, 铁氧体的引入使得该结构在一定的频带范围内具有可调的吸收峰。模拟结果表明, 随着外加磁场从 10 增加到 2600 Oe, 对应的吸收频率从 0.2 增加到 7.6 GHz, 且吸收峰值均在 0.9 以上。实验结果进一步验证了该结构的吸波性能, 随着外加磁场从 600 增加到 1000 Oe, 吸收峰从 2.2 增加到 3.2 GHz。作者课题组也设计了一种磁可调铁氧体基超材料完美吸波器结构^[34], 该结构由铁氧体棒阵列和金属板组成, 铁氧体等间距放置在金属板中。模拟和实验均证实了在特定磁场下, 由铁磁共振产生的吸收峰出现在 8~12 GHz 频带范围内, 当磁场强度为 2000 Oe 时, 吸收率达到了 99.2%, 且

随着磁场强度由 2000 增加到 2400 Oe, 吸收峰由 8.97 移向 10.02 GHz, 表现出了磁可调行为。

3 电可调介质超材料

由于能够与实际电子信息技术兼容, 电可调介质超材料已经受到了材料和电子领域研究者的广泛关注。根据材料的不同, 本文主要介绍基于石墨烯、变容二极管和液晶材料 3 类电可调介质超材料的研究情况。

3.1 石墨烯

近年来, 石墨烯由于具有优异的光学、电学和力学特性而受到了研究者的关注。Zhu 等^[35]提出了基于石墨烯周期结构的电可调偏振器, 模拟结果表明, 由于石墨烯的等离子体响应, 在 THz 范围内垂直入射时, 可以获得一个 0.75% TM 偏振的吸收, 另一个 TE 偏振的吸收率为 99.86%。通过改变电场发现, TM 偏振的吸收对电场变化不敏感, 然而, TE 偏振对电场的变化具有很强的依赖性, 随着电场的增加, 吸收频率快速增加。

Yao 等^[36]设计了由石墨烯基光学天线组成的可调谐超表面, 该超表面可以结合到亚波长厚光学腔中, 以产生电可调的完美吸波器。通过施加在石墨烯上的栅极电压将吸波器切换到临界耦合条件和从临界耦合条件中切

换出来,可以实现高达 100% 的调制深度。而且,在宽波长范围(5~7 μm)内实现了超薄(厚度 $< \lambda_0/10$)高速(高达 20 GHz)光学调制器。该结构由金属薄膜、电介质层和石墨烯等离子结构组成,其结构示意图如图 5a 所示。图 5b 和 5c 给出了模拟和实测的反射率。根据石墨烯样品的电传输特性可以确定电荷中性点 $V_{\text{CNP}} = 0 \text{ V}$ (其中,石墨烯中的电子和空穴的浓度是相同的)和载

流子迁移率,并用于获得模拟反射率。随着栅极电压远离电荷中性点,石墨烯片中的电荷载流子浓度增加,且超表面共振频率发生蓝移,如图 5c 所示。当栅极电压增加到 40 V,实测的反射最小值出现在 6.3 μm 附近,之后随栅极电压进一步增加而增加。图 5d 显示在 6 μm 处的调制深度超过了 95%,且在 5.4 μm 到 7.3 μm 的宽波长范围内超过 50%。

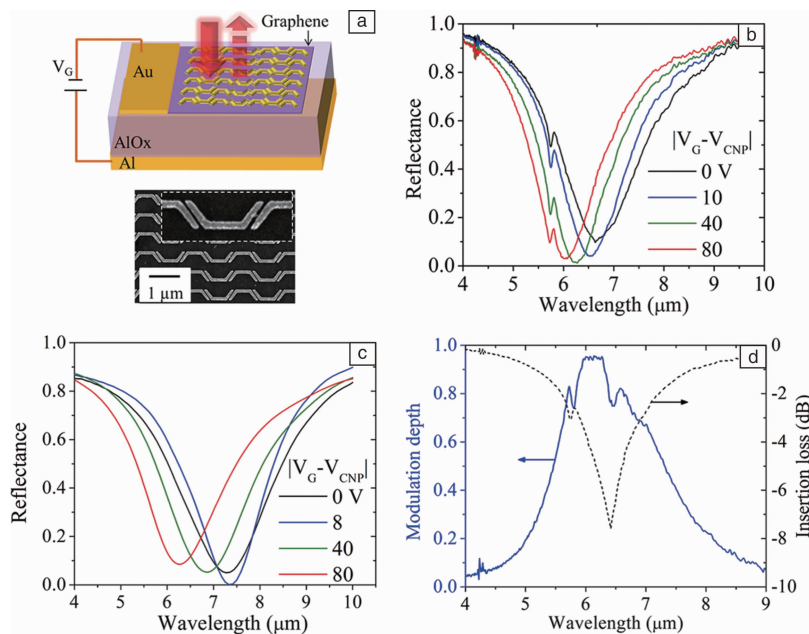


图 5 基于可调超表面吸波器的光调制器示意图(a);超表面吸波器在不同栅极电压下的反射光谱模拟结果,超表面吸波器在不同栅极电压下的 $V_G - V_{\text{CNP}}$ (V_{CNP} 是栅极电压)(b);当石墨烯片中电子和空穴的浓度相等时, $V_G - V_{\text{CNP}}$ 的反射光谱实测结果(c);不同波长下的实测调制深度和插入损耗(d)^[36]

Fig. 5 Schematic of the ultrathin optical modulator based on a tunable metasurface absorber (a); simulation results of the reflection spectra from a fabricated metasurface absorbers for different gate voltages (b); measured reflection spectra from the metasurface absorber for different gate voltages (c) ($V_G - V_{\text{CNP}}$, V_{CNP} is the gate voltage when the concentrations of electrons and holes in the graphene sheet are equal); the modulation depth achieved experimentally at different wavelength and corresponding insertion loss (d)^[36]

Yao 等^[37]提出了基于电磁诱导透明石墨烯的动态电可调宽带超表面吸波器,该结构由石墨烯、金属板和 SiO_2 隔离层组成。模拟结果表明,通过调节电场,改变石墨烯的费米能级,可以在宽带吸收和窄带吸收之间动态地调节工作带宽。Wang 等^[38]也提出了一种与单层石墨烯集成的低成本等离子体超表面,用于动态调制中红外光。等离子体超表面由分裂磁共振器(MR)阵列组成。通过激发分裂 MR 中的磁等离子体来观察超常光学透射(EOT)。此外,纳米狭缝的引入在石墨烯层周围提供增强的场,通过改变石墨烯的费米能量可以对 EOT 进行调谐。

基于石墨烯的电可调超材料具有极高的调制深度和调制宽度,有望在光调制和光开关中得到应用。

3.2 变容二极管

变容二极管又称“可变电抗二极管”,是利用 PN 结之间电容可变的原理制成的半导体器件。Zhu 等^[39]提出了一种将变容二极管放置在开口谐振环开口处的电可调超材料结构,其示意图和电磁特性如图 6a 和 6b 所示。该吸波器具有紧凑的平面结构和简化的背馈网络,且被证实具有在 5~6 GHz 范围内具有灵活的可调性。图 6b 显示,当电压由 0 V 增加到 12 V 时,相应的谐振频率由 5.18 GHz 增加到 5.68 GHz。在增加高于 10 V 的电压时,反射光谱变化较小,因为进一步增加施加电压使得变容二极管的电容值几乎没有变化。此外,当通过提高所施加的电压来减小电容值时,反射系数变小(从 -8.90 dB 到 -19.57 dB),这意味着高品质因数吸波器的实现。

Fu 等^[40]从理论和实验上研究了加载变容二极管的非对称金属线对的电可调 Fano 型共振现象, 其结构示意图和电磁特性如图 6c 和 6d 所示。具有高品质因子 Q 的 Fano 型透射光谱由于偶极子和四极子模式之间的耦合而出现。变容二极管中串联电阻的欧姆损耗对吸收起主要作用。在 Fano 型共振频率下, 两条金属线同时表

现出最强的电共振, 并且 Fano 型共振表现出大的群延迟。当偏置电压范围从 0 至 8 V 变化时, Fano 型共振频率从 3.11 移向 3.27 GHz, 显示出 0.16 GHz 的蓝移, 同时, 较低和较高的共振频率分别显示出 0.19 和 0.23 GHz 的蓝移, 且传输达到了了 97% 的调制深度。

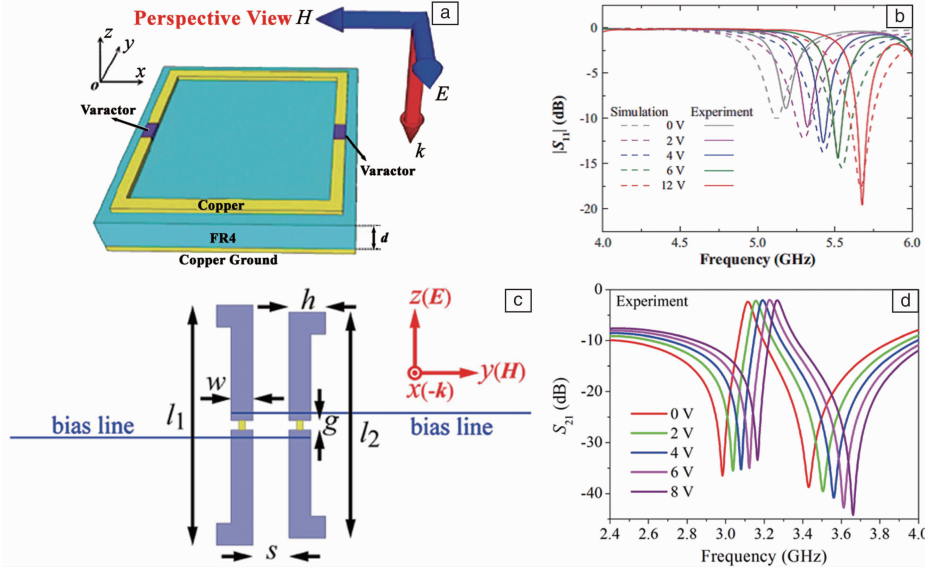


图 6 TE 波照射下结合由变容二极管的超材料单元结构(a), 馈电网络不同电压下的实测和模拟反射系数(b), 非对称金属线对的示意图(c), 非对称线对在偏置电压 0 到 8 V 范围内的实测透射光谱(d)^[39]

Fig. 6 Proposed unit cell with two varactors under TE wave illumination (a), measured and simulated reflection coefficients for various voltages on the feeding network (b), schematic view of the asymmetric metal wire pair (c) and transmission spectra of asymmetric wire pair acquired with experiment under the bias voltage ranging from 0 to 8 V (d)^[39]

Fan 等^[41]提出并实验证明了一种用于多频电磁调制的电可调介质超材料结构, 该结构包括单根导线与成对导线相耦合, PIN 二极管作为可调介质加载在成对导线的间隙中。该超材料调制器的物理机制是通过电控制单线的电谐振模式和成对导线的磁谐振模式之间的耦合来操纵超材料的类 EIT (electromagnetically induced transparency) 光谱。通过调节成对导线的“开/关”状态和磁谐振模式的谐振强度来实现电控电磁耦合。实验测量证实, 通过超材料实现了在类 EIT 光谱上的 3 个窄带中的电磁调制, 以及高达 31 dB 的调制对比度。

将变容二极管引入到超材料的设计中, 实现了超材料超常特性的电场调节, 这一设计思路为超材料吸波器、调制器等器件在微波电路中实际应用提供了技术指引。

3.3 液晶

液晶是一种介于晶体状态和液态状态之间的中间物质。通电时排列变得有秩序; 不通电时排列混乱, 从而表现出不同的物理性质。Zhao 等^[42]2007 年将向列液晶 (NLC) 引入到电可调超材料设计。开口谐振环 (SRR) 阵

列浸入到 NLC 中, 随着电场强度的增大, NLC 的排列趋向有序, 该超材料的负磁导率频域向低频移动。近年来, Kowderziej 等^[43]同样通过对 NLC 取向的电控制, 在太赫兹频率下实现了基于棒-开口谐振环超材料结构的可调性。用作探测光的非偏振太赫兹电磁波通常从 SRR 阵列侧面入射到超材料器件。为了对准液晶分子, 需施加调制频率为 1 kHz 的电场。实验结果表明, 通过将交流偏压的幅度从 0 变化到 300 V, 可以有效地调整超材料器件的电磁参数 (透射率变化高达 19%)。Isic 等^[44]也基于 NLC 提出了一种电可调太赫兹超材料吸波器, 其结构示意图和电磁特性如图 7 所示。该结构包括接地电极, 该接地电极承载由聚合物膜封顶的液晶单元, 聚合物膜的作用是支撑顶部电极并将液晶封装在器件中。将沉积在聚合物膜上的金层刻蚀成由细线连接的圆形贴片组成的三角形晶格样式, 如图 7b 所示。当没有施加偏压时, NLC 分子沿着沉积在顶部和底部电极上的薄聚合物水平取向, 因此, 沿 z 轴的介电常数等于 ϵ_0 ; 增加电压时, 液晶分子开始对齐 z 轴, 介电常数增加到 ϵ_e ,

导致共振红移,如图 7c 所示。图 7d 中显示出目标频率 f_0 处的反射率从 $U = 0$ V 时的 0.4% 以下上升到了 $U = 7$ V 时的 93% 以上,对应于 23 dB 以上的调制深度。

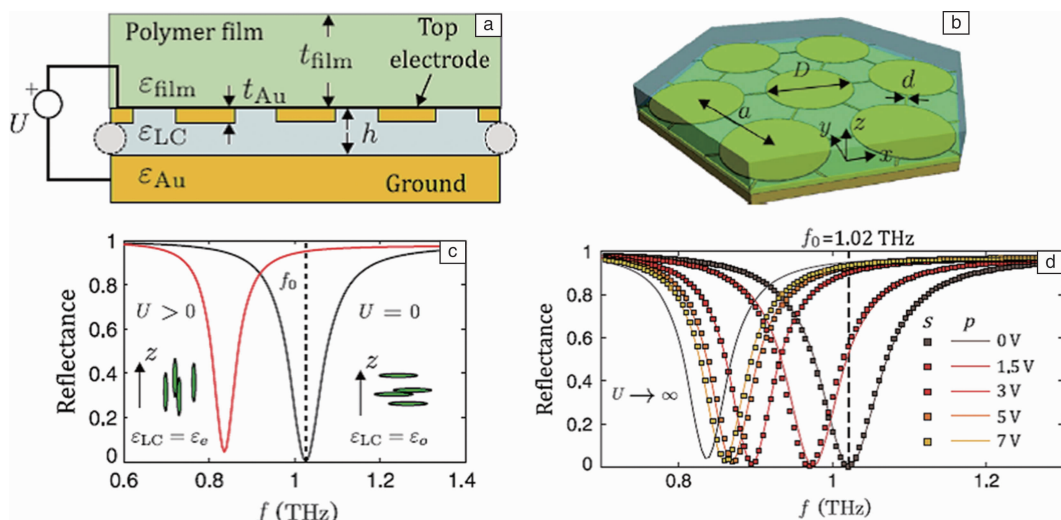


图 7 可调吸波器的横截面视图(a), 六角形单元格及 6 个最邻近的具有可扩展特征的结构鸟瞰图(b), 分别假设 $U = 0$ 时 $\varepsilon_{LC} = \varepsilon_0$ 和 $U > 0$ 时 $\varepsilon_{LC} = \varepsilon_e$ 而计算得到的通过 U 调制的反射光谱(c), s 极化和 p 极化入射波在偏压 U 下的可调反射光谱(d) [44]

Fig. 7 The proposed tunable absorber: cross section (a), bird's-eye view of the hexagonal unit cell and its six nearest neighbors with scalable features (b), modulation of the reflectance spectra by U , calculated assuming $\varepsilon_{LC} = \varepsilon_0$, ε_e for $U = 0$ and $U > 0$, respectively (c), tuning the reflectance spectra with bias U for s- and p-polarized incident waves (d) [44]

Hokmabadi 等^[45]研究了基于各向异性液晶的可调太赫兹超材料吸波器,该结构使用互补开口谐振环(CSRR)作为结构单元。CSRR 和 Cu 背板之间填充有液晶,无需蚀刻和支撑介电层。结果表明,随着偏置电压从 0 V 增大到 5 V,谐振频率改变了 5 GHz,且半峰全宽(FWHM)和吸收率分别保持在 0.025 THz 和 90%。通过使用液晶的单轴模型模拟的吸收光谱完美匹配实验数据,并证明了液晶的有效折射率在 1.5 和 1.7 之间变化。Cao 等^[46]利用零折射率超材料(ZIM)和液晶设计了一种新型异质结,其折射率取决于所施加的电场。通过控制施加到各向异性电介质的直流电压,实现了电调谐完美透射和接近完美反射的效果。该结构可用作波导系统中的电可调开关,具有良好的可调性和高灵敏度。

除了以上 3 种类型的电可调超材料, Li 等^[47]设计了一种电可调的超导体氮化铌(NbN)超材料器件,并采用混合耦合模型分析了其光传输特性。在 4.5 K、0.507 THz 处的最大透射系数为 0.98,当施加的电压增加到 0.9 V 时,最大透射系数降至 0.19,相对透射率变化了 80.6%,使得该器件成为有效的窄带 THz 开关。而且,峰值频率从 0.507 THz 红移到 0.425 THz,这意味着该器件可用于频率选择。为了实现快速调制, Li

p 极化和 s 极化(电场分别沿着 x 轴和 y 轴)入射波的反射光谱几乎是相同的,证实了该器件具有极化不敏感特性。

等^[48]对该结构进行优化,提出了一种能够动态调制太赫兹波的电可调超导超材料。该结构的每个单元由方环谐振器和开口环谐振器组成,每排方形环谐振器通过连续的 NbN 线连接到芯片左侧和右侧的电极。该超材料器件传输窗口的最大调制深度达到了 79.8%。受外部电正弦信号控制,这种器件在 0.345 THz 时可以实现大约 1 MHz 的调制速度。

4 温度可调介质超材料

除了磁场和电场外,温度场也是常用来调节材料和器件性能的外场之一。通过温度或者说热量来调节超材料及其器件的性能已经成为可调超材料的重要实现方式。

4.1 二氧化钒

二氧化钒(VO_2)是一种具有相变性质的金属氧化物,它较低的相变温度(341 K)使其在光器件、电子装置和光电设备中具有广泛的应用潜力。Wang 等^[49]提出了一种基于 VO_2 的温度可调红外超材料,数值模拟显示,当 VO_2 是金属时,在波长 10.9 μm 处有宽的吸收峰,但当 VO_2 在 341 K 的相变温度以下变为电介质相时,波长转变为 15.1 μm ,导致峰值波长相对移动 38.5%。其物理机制在于金属 VO_2 中等离子体和电介质

VO₂中光学声子产生的磁谐振, 并由此具有不同的响应频率。Wen 等^[50]提出了一种基于 VO₂ 薄膜的混合超材料吸波器, 其示意图和电磁特性如图 8a 和 8b 所示。从图 8a 中可以看出, 该结构包括电开口谐振环 (eSRR), 其中 eSRR 分为外部和内部两种结构, VO₂ 薄膜仅放置在内外环和基板之间。实测 VO₂ 薄膜的相变温度为 340 K, 图 8b 展示了混合 MA 在不同温度下的吸收曲线。在室温下, 吸收峰值分别出现在 9.36 和 18.6 GHz, 最大吸收率为 87.0% 和 93.0%。当器件温度从室温增加到 345 K 时, 吸收特性发生了明显的变化。对于低频响应, 峰值吸收率从 9.36 GHz 处的 87.0% 略微下降至 9.98 GHz 处的 71.7%, 而在高频情况下, 最大吸收率从 18.6 GHz 处的 93.0% 显著降低至 19.1 GHz 处的 39.4%。因此, 在基于 VO₂ 的微波 MA 中实现了对微波吸收的约 57.6% 的相对幅度调制。考虑到频移, 该调制深度在 18.6 GHz 时甚至达到 63.3%。

Naorem 等^[51]提出了 VO₂ 作为接地板的温度可调超材料吸波器, 其结构示意图和电磁特性曲线如图 8c 和

8d 所示。超材料结构单元由顶部的 Au、中间的 ZnS 介质层和底部的 VO₂ 接地板三层结构组成。当 VO₂ 处于低温电介质状态时, 复合结构形成金属/电介质/电介质三层谐振器, 此时的超材料如同一个频率选择表面。当底部的 VO₂ 被外部加热至 341 K, VO₂ 将会转至金属相, 此时, 超材料就形成了就是典型的 MA 结构, 顶部的金层和底部 VO₂ 层可以同时保持电谐振和磁谐振模式。具有 VO₂ 的三层结构超材料的实测反射率展示在图 8d 中, 在 22.5 THz 时, 随着 VO₂ 从绝缘相变为金属相, 超材料从低温 (低于 341 K) 的高反射状态切换到高温 (高于 341 K) 的低反射状态。超材料结构在 313 K 约为 35% 的反射率高于超材料结构在 353 K 约为 8% 的反射率值。在 34 THz 时, 它反而从低温下的低反射率 ($R \approx 15\%$) 切换到高温下的高反射率状态 ($R \approx 55\%$)。很显然, 将 VO₂ 与超材料相结合, 实现了超材料电磁性能的温度可调特性, 这一研究思路为新型电子、光学、热学器件的动态热辐射调控提供了新的思路。

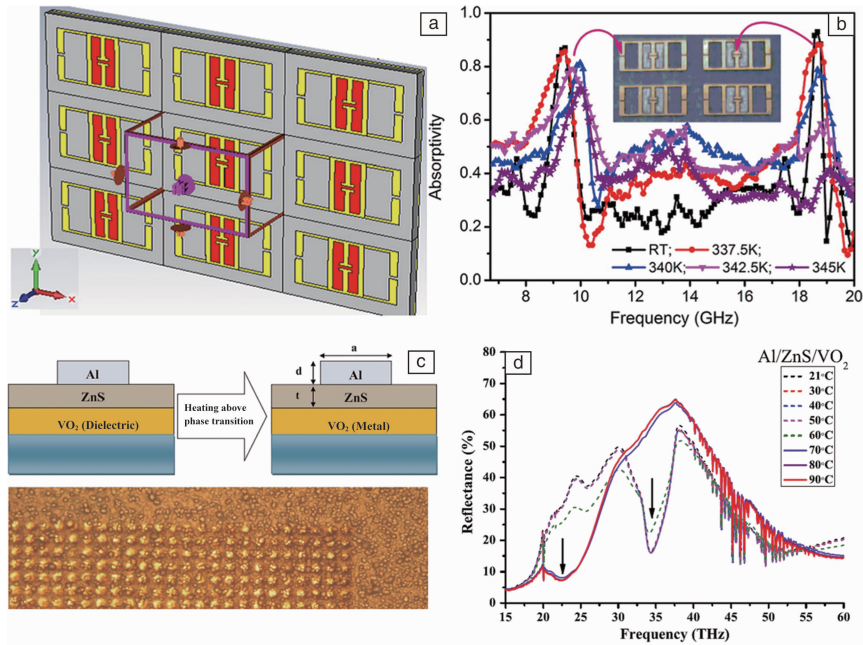


图 8 加有 VO₂ 贴片的吸波器示意图 (a); 不同温度下的 VO₂ 基 MA 的实测吸收曲线 (b)^[50]; 上部: 可切换超材料单元结构示意图, 下部: 在反射模式下制造的三层结构的光学显微图像 (c); 不同温度下具有绝缘和金属相的 VO₂ 超材料的实测反射率 (d)^[51]

Fig. 8 Schematic of the absorber sheet with VO₂ patches (a); Measured absorption curves of the VO₂-based MA with respect to the device temperature. Inset is the image of the fabricated device (b)^[50]; Schematic of unit cell of a switchable metamaterial (c); Measured reflectance of the metamaterial with insulating and metallic VO₂ phases at different temperatures (d)^[51]

4.2 铟化铋

Zhu 等^[52]提出了一种由加载半导体铟化铋 (InSb) 的金属开口谐振环阵列温度可调超材料。随着温度的升高, 由于 InSb 的介电常数对温度具有较强的依赖性,

因此, 超材料的谐振频率在太赫兹频段连续可调, 并且可以实现大约 65% 的谐振频率蓝移。

Li 等^[53]提出了一种将 InSb 半导体条嵌入到亚波长金属孔阵列的超材料滤波器结构, 其示意图和电磁特性

如图 9a 和 9b 所示。通过控制 InSb 的温度, 可以调节该滤波器的谐振频率。在 160 K 的低温下, InSb 显示典型的介电特性。最大透射峰值为 91.0%, FWHM 约为 235 GHz, 光谱中的最大透射峰值位于 0.74 THz。在 290 K 时, InSb 具有典型的金属特征, 透射峰值移至 1.71 THz, 最大值减小 84.5%; 随着温度进一步升高到 350 K, 透射峰值急剧地转移到 2.02 THz, 最大值为 89.1%。Li 等^[54]从理论上研究了在 THz 区域内具有负折射特性的宽带温

度可调超材料, 其示意图和电磁特性如图 9c 和 9d 所示。在石英基板上设置两个直立相对的 L 形金属结构, 两个 L 形结构的底部间隙中填充 InSb。随着温度的变化, 间隙处的电容由于 InSb 性质的变化而产生改变。当温度从 250 K 增加到 400 K 时, 谐振频率从 0.45 THz 蓝移到 1.07 THz, 并且谐振频率下的传输幅度从 57% 降低到 7%。此外, 当温度升高到 400 K 时, 超材料在 0.4~0.9 THz 和 1.06~1.15 THz 的波段范围内表现出负折射特性。

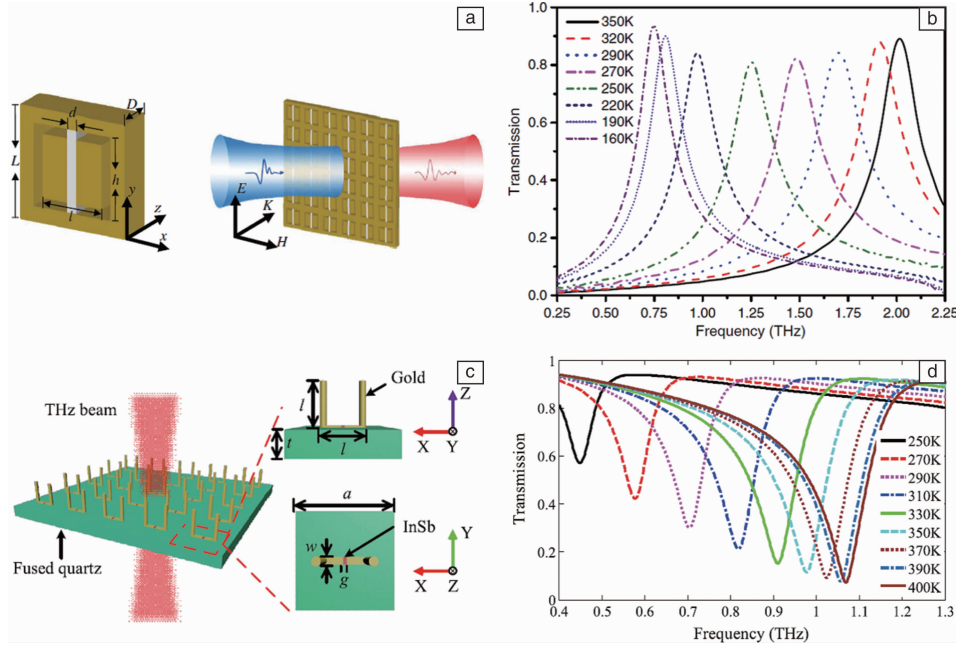


图 9 超材料滤波器器件示意图(a), 器件在不同温度下的时域有限差分(FDTD)方法模拟透射率(b)^[53], 所提出超材料结构的示意图(c), 以及在不同温度下的 THz 波透射光谱(d)^[54]

Fig. 9 Schematic view of the device (a), simulated transmission of the device at various temperatures with the FDTD method (b)^[53], schematic illustration of the proposed metamaterials (c), THz wave transmission spectra at different temperatures (d)^[54]

在太赫兹频段、160 K 到 350 K 的温度范围内, InSb 的复介电常数可以通过简单的 Drude 模型近似给出^[55]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\gamma\omega) \quad (5)$$

其中, ω 是角频率; ε_{∞} 表示高频率值; γ 是阻尼常数; 等离子体频率 $\omega_p = \sqrt{Ne^2/\varepsilon_0 m^*}$ 取决于本征载流子浓度 N 、自由载流子的有效质量 m^* 、电子电荷 e 和自由空间介电常数 ε_0 。InSb 的阻尼常数 γ 与电子迁移率 μ 成反比, $\gamma = e/m^* \mu$, 而 μ 又取决于温度。因此, 如果温度变化很大, γ 将随温度变化, 进而影响 InSb 的介电常数。然而, 在 0.1~2.0 THz 的范围内、温度范围 160~350 K 之间, 电子迁移率随温度变化很小, 因此, 可以合理地假设 γ 是常数。此外, InSb 的等离子体频率 ω_p 强烈地取决于温度 T 。当温度在 160 K 到 350 K 之间时, InSb 的能隙随温度变化很小, 而 InSb 中的本征载流子

密度 $N(\text{cm}^{-3})$ 可以表示为^[56]:

$$N = 5.76 \times 10^{14} T^{3/2} \exp(-0.26/2\kappa_B T) \quad (6)$$

其中 κ_B 是玻尔兹曼常数。温度的变化将会导致载流子浓度 N 的变化, 进而改变了 ω_p 。因此, 在太赫兹区域的远红外部分中, InSb 的 $\varepsilon(\omega)$ 对温度非常敏感。

4.3 钛酸锶

Zhao 等^[23]在 2008 年利用氧化镁掺杂的钛酸锶钡 ($\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$) 对温度的敏感性, 制备出了温度可调介质超材料。随着温度从 258 K 增加到 308 K, Mie 谐振磁响应频率从 13.65 GHz 增加到 19.28 GHz。与钛酸锶钡性质类似, 钛酸锶 (SrTiO_3 , STO) 具有典型的钙钛矿型结构, 具有介电常数高、介电损耗低等特点, 是一种用途广泛的电子功能陶瓷材料, 并且, 通过合理的掺杂工艺可以提高其温度敏感性。近年来, Luo 等^[57]基于 STO 设计了一种热可调双频段太赫兹吸波器结构。该结

构由两个嵌套的闭合方环谐振器、STO 电介质基底以及金属层组成。结果表明, 吸波器在 0.096 THz 和 0.137 THz 处具有两个明显的吸收峰, 其峰值分别达到 97% 和 75%。由于 STO 基底的介电常数随温度变化而改变, 将吸波器从 400 K 冷却到 250 K 时, 谐振频率大约偏移 25% 和 27%; 当温度冷却到 150 K 时, 达到了超过 53% 的调节变化。随后, Luo 等^[58] 在原来结构的基础上, 将嵌套的两个方形环的外环削去四角, 实现了三频段吸波。结果表明, 在 0.05 ~ 0.35 THz 的频率范围内, 吸波器在 0.129、0.198 和 0.316 THz 频率下具有 3 个独特的吸收峰, 其峰值分别达到 99.3%、99.1% 和 94.6%。通过提高温度, 吸波器的谐振频率在太赫兹状态下连续可调, 并且当温度从 400 K 变化到 200 K

时, 达到 67.3% 的宽带调谐。

Zhao 等^[59] 提出了一种 Si/STO 复合的全介质超材料, 并实验证明了电磁参数的温度调节特性, 其示意图和电磁特性如图 10 所示。模拟结果表明, Si/STO 全介质超材料的第一个和第二个谐振频率均低于没有 STO (红色箭头标记) 时的谐振频率。由于 STO 的介电常数随温度升高而降低, 当温度从 250 增加到 400 K 时, 第一个谐振频率从 0.657 变为 0.665 THz, 第二个谐振频率从 0.853 变为 0.870 THz。实验结果表明, 当温度从 250 增加到 400 K 时, 第一个谐振频率从 0.662 变为 0.695 THz, 第二个谐振频率从 0.769 变为 0.801 THz。实验结果与模拟结果一致, 证实了所提出的超材料结构具有温度可调性能。

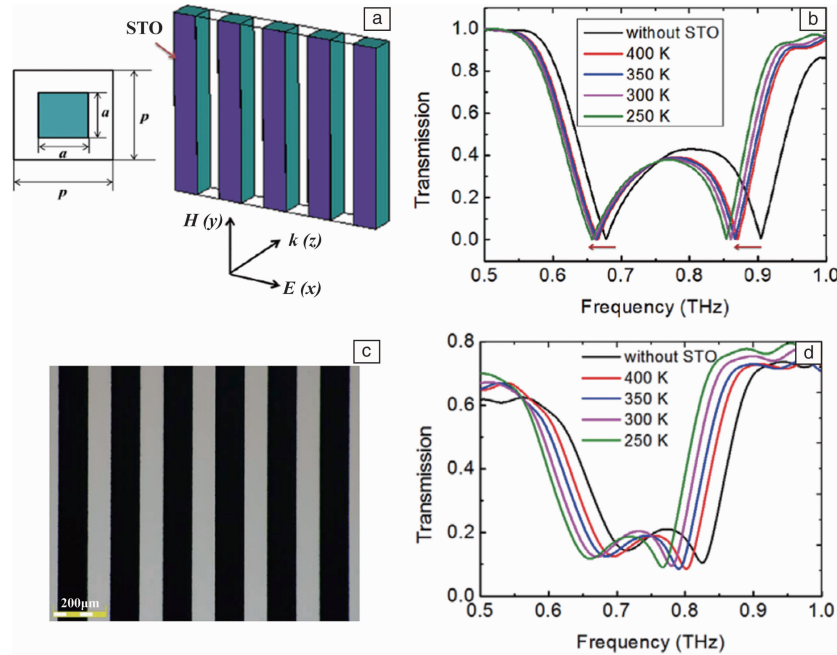


图 10 太赫兹范围的可调 Si/STO 全介质超材料 (a), 可调 Si/STO 全介质超材料在不同温度下的模拟透射光谱 (b)、样品图 (c) 以及可调 Si/STO 全介质超材料在不同温度下的实测透射光谱 (d)^[59]

Fig. 10 Tunable Si/STO all-dielectric metamaterial in THz ranges (a), transmission spectrum of tunable Si/STO all-dielectric metamaterial at different temperatures (b), photograph of the fabricated SAMs (c), and measured transmission spectrum of tunable Si/STO all-dielectric metamaterial at different temperatures (d)^[59]

基于 STO 介电常数的温度敏感特性设计的介质超材料在太赫兹吸波器中已经表现出优异的性能。此外, 由于具有良好的温度可调性、低损耗等优点, 使其有望在可调太赫兹探测、传感等器件得到应用。

5 结 语

带宽问题一直是限制电磁超材料推广应用的主要因素之一。介质超材料的出现不仅仅是拓宽了超材料的设计范围、降低了损耗, 更为重要的是经过对介质超材料

适当的设计可以实现超常物理特性随外场可调的特性。这从一定程度上解决了超材料带宽窄的问题, 并赋予了超材料新的应用契机。本文在现有文献的基础上, 介绍了可调介质超材料的主要调谐方法, 重点阐述了磁可调、电可调 and 温度可调 3 种调谐模式的研究进展以及相关物理机制。除了本文介绍的 3 种调谐机制之外, 还存在如机械调节、旋转角度调节等几种调谐方法。但是, 相对于磁可调、电可调和温度可调方式, 这几种可调超材料较难于实现微波器件集成, 因此, 本文并没有详细

介绍。与自然材料特性相融合的可调介质超材料的设计思想不仅为后续超材料的设计提供新的思路,更有望在滤波器、吸波器、调制器等微波通信器件中得到广泛的应用。

参考文献 References

- [1] Kadie M, Bueckmann T, Schittny R, et al. *Reports on Progress in Physics*[J], 2013, 76(12): 126501.
- [2] Narimanov E E. *Nature Photonics*[J], 2013, 7(12): 948-957.
- [3] Oliveri G, Werner D H, Massa A. *Proceedings of the IEEE*[J], 2015, 103(7): 1034-1056.
- [4] Veselago V G. *Soviet Physics Uspekhi*[J], 1968, 10(4): 509-514.
- [5] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. *Physical Review Letters*[J], 2000, 84(18): 4184-4187.
- [6] Bi K, Liu W, Guo Y, et al. *Scientific Reports*[J], 2015, 5: 12489.
- [7] Wang Y, Qin Y, Sun Z, et al. *Journal of Physics D: Applied Physics* [J], 2016, 49(40): 405106.
- [8] Liu X, Xiong L, Yu X, et al. *Journal of Physics D: Applied Physics* [J], 2018, 51(10): 105003.
- [9] Ye C, Zhu Z, Xu W, et al. *Journal of Optics*[J], 2015, 17(12): 125009.
- [10] Komar A, Fang Z, Bohn J, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2017, 110(7): 071109.
- [11] Balci O, Kakenov N, Karademir E, et al. *Science Advances*[J], 2018, 4(1): eaao1749.
- [12] Lewandowski W, Fruhnert M, Mieczkowski J, et al. *Nature Communications*[J], 2015, 6: 6590.
- [13] Kowordziej R, Olifierczuk M, Parka J. *Optics Express*[J], 2018, 26(3): 2443-2452.
- [14] Guo Y, Liang H, Hou X, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2016, 108(5): 051906.
- [15] Bi K, Zeng L, Chai K, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2015, 107(6): 064103.
- [16] Yang H, Yu T, Wang Q, et al. *Scientific Reports*[J], 2017, 7(1): 5441.
- [17] Du B, Xu Z, Wang J, et al. *Progress in Electromagnetics Research C* [J], 2016, 66: 21-28.
- [18] Bai Y, Chen K, Bu T, et al. *Journal of Applied Physics*[J], 2016, 119(12): 124505.
- [19] Xu W, Ren F, Ye J, et al. *Scientific Reports*[J], 2016, 6: 23486.
- [20] Park D J, Shin J H, Park K H, et al. *Optics Express*[J], 2018, 26(13): 17397.
- [21] Bi K, Dong G, Fu X, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2013, 103(13): 131915.
- [22] Fu X, Xi X, Bi K, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2013, 103(21): 211108.
- [23] Zhao Q, Du B, Kang L, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2008, 92(5): 051106.
- [24] Zhao H, Zhou J, Kang L, et al. *Optics Express*[J], 2009, 17(16): 13373-13380.
- [25] Bi K, Zhou J, Zhao H, et al. *Optics Express*[J], 2013, 21(9): 10746-10752.
- [26] Zhao H, Zhou J, Zhao Q, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2007, 91: 131107.
- [27] Bi K, Zhou J, Liu X, et al. *Progress in Electromagnetics Research*[J], 2013, 140(4): 457-469.
- [28] Wang Q, Zeng L, Lei M, et al. *AIP Advances* [J], 2015, 5(7): 077145.
- [29] Bi K, Zhu W, Lei M, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2015, 106(17): 173507.
- [30] Wang Q, Bi K, Lei M. *Applied Physics Letters*[J], 2015, 106(19): 194102.
- [31] Wang X, Zhang G, Li H, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2018, 112(17): 174103.
- [32] Huang Y, Wen G, Zhu W, et al. *Optics Express*[J], 2014, 22(13): 16408-16417.
- [33] Li W, Wei J, Wang W, et al. *Materials & Design*[J], 2016, 110: 27-34.
- [34] Lei M, Feng Ne, Wang Q, et al. *Journal of Applied Physics* [J], 2016, 119(24): 244504.
- [35] Zhu Z H, Guo C C, Liu K, et al. *Applied Physics A*[J], 2014, 114(4): 1017-1021.
- [36] Yao Y, Shankar R, Kats M A, et al. *Nano Letters*[J], 2014, 14(11): 6526-6532.
- [37] Yao G, Ling F, Yue J, et al. *IEEE Photonics Journal*[J], 2016, 8(1): 1-8.
- [38] Wang Z, Deng Y, Sun L F. *Chinese Physics B*[J], 2017, 26(11): 114101.
- [39] Zhu J, Li D, Yan S, et al. *Europhysics Letters*[J], 2015, 112(5): 54002.
- [40] Fu Q, Zhang F, Fan Y, et al. *Optics Express*[J], 2016, 24(11): 1708-1715.
- [41] Fan Y C, Qiao T, Zhang F L, et al. *Scientific Reports*[J], 2017, 7: 40441.
- [42] Zhao Q, Du B, Kang L, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2007, 90(1): 011112.
- [43] Kowordziej R, Olifierczuk M, Parka J, et al. *Applied Physics Letters* [J], 2014, 105(2): 022908.
- [44] Isic G, Vasic B, Zografopoulos D C, et al. *Physical Review Applied* [J], 2015, 3(6): 064007.
- [45] Hokmabadi M P, Tareki A, Rivera E, et al. *AIP Advances*[J], 2017, 7(1): 015102.
- [46] Cao Y, Meng Q, Xu Y. *Journal of Optics*[J], 2018, 20(2): 025103.
- [47] Li C, Zhang C, Hu G, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2016, 109(2): 022601.
- [48] Li C, Wu J, Jiang S, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2017, 111(9): 092601.
- [49] Wang H, Yang Y, Wang L. *Journal of Applied Physics*[J], 2014, 116

- (12): 123503.
- [50] Wen Q, Zhang H, Yang Q, *et al.* *Journal of Physics D: Applied Physics*[J], 2012, 45(23): 235106.
- [51] Naorem R, Dayal G, Ramakrishna S A, *et al.* *Optics Communications* [J], 2015, 346: 154–157.
- [52] Zhu J, Han J, Tian Z, *et al.* *Optics Communications*[J], 2011, 284(12): 3129–3133.
- [53] Li W, Kuang D, Fan F, *et al.* *Applied Optics*[J], 2012, 51(29): 7098–7102.
- [54] Li W, Meng Q, Huang R, *et al.* *Optics Communications*[J], 2018, 412: 85–89.
- [55] Bui S T, Nguyen V D, Bui X K, *et al.* *Journal of Optics*[J], 2013, 15(7): 075101.
- [56] Han J, Lakhtakia A. *Journal of Modern Optics*[J], 2009, 56(4): 554–557.
- [57] Luo C Y, Li Z Z, Guo Z H, *et al.* *Solid State Communications*[J], 2015, 222: 32–36.
- [58] Luo C Y, Li D, Luo Q, *et al.* *Journal of Alloys and Compounds*[J], 2015, 652: 18–24.
- [59] Zhao Y, Li B, Lan C, *et al.* *Optics Express*[J], 2017, 25(18): 22158–22163.

(编辑 张雨明)