



开口狭缝调制的耦合微腔中表面等离子激元诱导透明特性

褚培新 张玉斌 陈俊学

Surface plasmon induced transparency in coupled microcavities assisted by slits

Chu Pei-Xin Zhang Yu-Bin Chen Jun-Xue

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 134205 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200369

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200369>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

银纳米线表面等离子激元波导的能量损耗

Energy loss of surface plasmon polaritons on Ag nanowire waveguide

物理学报. 2018, 67(24): 247302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20182085>

基于石墨烯加载的不对称纳米天线对的表面等离子激元单向耦合器

Tunable unidirectional surface plasmon polariton coupler utilizing graphene-based asymmetric nanoantenna pairs

物理学报. 2017, 66(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.145201>

金属-光折变材料复合全息结构对表面等离子激元的波前调控

Surface plasmon polaritons' propagation controlled by metal-photorefractive material composite holographical structure

物理学报. 2019, 68(6): 067101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181664>

Al纳米颗粒表面等离子激元对ZnO光致发光增强的研究

Enhancement of photoluminescence from zinc oxide by aluminum nanoparticle surface plasmon

物理学报. 2019, 68(10): 107301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190062>

表面等离子激元传播的调制

Modulation of propagating surface plasmons

物理学报. 2019, 68(14): 147302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190802>

基于表面等离子体诱导透明的半封闭T形波导侧耦合圆盘腔的波导滤波器

Semi-closed T-shaped-disk waveguide filter based on surface-plasmon-induced transparency

物理学报. 2019, 68(23): 237301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191068>

专题：超材料

编者按 超材料 (Metamaterials) 是指由人工结构功能单元按照特定的空间排布构成的、具有超常宏观物理特性的人工复合材料或复合结构。超材料是先进功能材料的创新研究范式, 将传统均质材料的半经验式研究手段发展为精确可设计的材料研究范式。超材料不仅是一种材料新形态, 更是一种材料设计新理念, 即: 类比自然材料电磁、力、热、声等响应的微观机制和自然材料基本构成粒子的空间点阵排布方式, 构造与自然材料原子、分子等类比的人工微结构单元, 通过结构单元的周期性、准周期性或特殊点阵排布构造人工复合材料, 实现自然材料无法实现或很难实现的特殊物理特性。由于超常的电磁、声、热、力等功能, 超材料在隐身伪装、电子对抗、导航通讯、预警制导、成像识别等领域具有巨大的应用潜力。

超材料研究在国内非常活跃, 总体呈现出百花齐放的局面, 所涵盖领域包括电磁超材料、红外/THz超材料、光学超材料、声学超材料、力学超材料、光学超材料、热学超材料等领域。2019年11月, 中国材料研究学会超材料分会、中国物理学会电介质物理专业委员会和中国电子学会元件分会联合主办了“第一届全国超材料大会”, 1500多名国内超材料领域的专家学者和科研工作者参加了大会。大会推动了我国超材料理论研究、设计与制备研究、器件应用研究, 增进了超材料学术界和工业界之间的学术交流、技术交流与应用推广, 促进了我国超材料研究的知识创新、技术创新以及应用发展。

本专题收录了本届超材料大会的部分优秀论文, 论文涉及到电磁超材料、力学超材料、声波超材料和光学超材料。希望专题的出版能进一步增进交流, 促进该领域的发展。

(客座编辑: 空军工程大学隐身新材料与新技术研究中心 王甲富)

开口狭缝调制的耦合微腔中表面 等离子诱导透明特性

褚培新 张玉斌 陈俊学[†]

(西南科技大学理学院, 绵阳 621010)

(2020年3月12日收到; 2020年6月16日收到修改稿)

耦合的波导-微腔结构在光滤波器、光调制器中有着广泛的应用。结构的光传输性质主要由模式的耦合强度来决定, 而耦合强度通常通过控制结构间的几何间距来实现。由于电磁波在金属中急剧衰减, 这为控制金属微腔中模式的耦合带来了巨大的挑战。本文利用金属微腔中法布里-珀罗模式的共振特性, 在微腔中引入开口狭缝, 通过调节狭缝的缝宽以及偏移位置, 来控制模式的泄漏率以及耦合强度, 实现了可调控的表面等离子诱导透明效应。当狭缝的开口宽度或者偏移量增加时, 结构透射谱的透射峰值和半高全宽也会相应地增加。狭缝的几何参数变化会对结构共振特性产生调制, 文中通过时域耦合模理论对相应的物理机进行了解释。本文的结果为实现利于加工的紧凑表面等离子器件提供了思路。

关键词: 电磁诱导透明, 表面等离子, 有限差分频域方法, 时域耦合模理论

PACS: 42.50.Gy, 42.79.Gn, 47.11.Bc

DOI: 10.7498/aps.69.20200369

[†] 通信作者. E-mail: cjxueoptics@163.com

1 引言

电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 是一种典型的非线性光学效应, 它是指在外加控制光场作用下, 原子或者分子在不同的量子态之间发生跃迁, 使得与探测光场发生耦合的量子跃迁通道之间发生干涉相消, 从而使得在吸收带中产生一个狭窄的透射峰的一种现象^[1]. 但是在原子系统中实现 EIT 需要极端的实验条件, 因此, 在经典的系统中模拟 EIT 便成为许多研究者的目标. 到目前为止, 已经在不同种类的经典系统实现了 EIT 现象. 如金属纳米结构系统^[2]、全电介质共振系统^[3]、声学共振系统^[4]. 由于 EIT 效应的实现, 能对结构共振光谱的 Q 值和谱线线型进行调制, 这在实现慢光效应、高灵敏度传感器和增强光学非线性等方面有着重要的应用.

表面等离子激元 (surface plasmon polaritons, SPP) 是电磁波与金属表面自由电子耦合而形成的一种沿金属表面传播的近场电磁波. 它能将入射光波局域到亚波长尺度进行传播, 从而能极大地减小光学元件的尺寸, 便于光学集成. 此外, 由于光波的亚波长局域, 可以实现光波的近场增强, 这在增强光学非线性、光与物质作用方面有着非常重要的应用. 金属-电介质-金属 (metal-dielectric-metal, MDM) 波导是被广泛研究的 SPP 波导结构. 由于电磁场能量在电介质层中高度局域, 有望实现芯片级的光互联. 因而, 基于 MDM 结构的各种光功能器件是目前研究的热点. 2014 年, Zhang 等^[5]将梳状线槽和矩形腔置于金属包层内, 利用它们之间的耦合得到明暗状态, 在明态和暗态之间进行相消干涉从而实现 EIT 效应. 目前, 在 MDM 波导中实现 EIT 现象主要有两种途径: 第一种, 在 MDM 波导结构中添加凹槽, 这样可使入射波在槽中干涉形成 EIT, 并且随着凹槽数量的增加, 透射峰的数量也会增加^[6], 但在凹槽中形成的法布里-珀罗共振模式 (Fabry-Pérot mode, FP) 会使得透射峰强度下降; 第二种是类似于电介质波导-微腔结构, 波导与微腔之间通过倏逝波耦合, 实现 EIT 现象^[7,8], 这需要精确控制波导与金属微腔的间距, 但波导与金属微腔的间距很小, 会使得加工成为一个难题.

本文提出一种金属-电介质-金属波导侧边耦合金属微腔的设计方案. 不同于常用的倏逝波耦合方案, 结构中波导与微腔间引入开口狭缝, 通过控制

开口狭缝的宽度和偏离位置, 来调制微腔中模式的泄漏率, 从而影响波导模式与微腔模式以及微腔模式间的耦合效率, 进而对结构中类 EIT 窗口的峰值和半高全宽 (full width at half maximum, FWHM) 进行调制. 通过频域有限差分方法 (finite-difference frequency domain, FDFD) 对结构的性能进行模拟仿真和优化, 通过时域耦合模理论 (temporal coupled mode theory, TCMT) 对结构类 EIT 形成的机理进行了解释.

本文的结构如下: 第 2 节, 简要介绍了单个波导-微腔结构, 分析了其微腔的模式特性以及结构的透射特性; 第 3 节, 分析了波导-双微腔结构, 通过开口狭缝调制微腔中高 Q 模式与低 Q 模式间的耦合, 在结构透射谱中实现了类 EIT 效应. 通过 TCMT 对类 EIT 的形成机制进行解释, 利用 FDFD 方法对类 EIT 窗口进行了优化. 最后是结论部分.

2 单个波导-微腔结构分析

首先, 分析单个波导-微腔侧边耦合结构. 结构示意图如图 1 所示, 宽度为 w_d 的 MDM 波导通过侧边耦合一个矩形金属微腔, 波导与微腔间的间距表示为 S . 不同于传统的波导侧边耦合结构^[6-8], 这里间距 $S = 200$ nm, 远大于电磁波在金属中的穿透深度. 为了将光波耦合到金属微腔中, 在波导与微腔间引入了一个开口狭缝, 狭缝宽度为 C , 狭缝中心与微腔中心的偏移量表示为 d_{sp} .

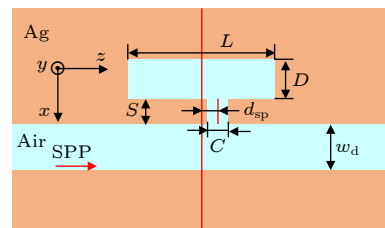


图 1 单个金属波导-微腔侧边耦合结构. 银-空气-银构成一个高局域的 MDM 波导结构, 空气层厚度为 w_d , 金属微腔的长度为 L , 宽度为 D . 波导与微腔间通过开口的狭缝进行耦合, 狭缝的宽度为 C , 高度为 S , 狭缝中心与微腔中心的偏移量为 d_{sp} .

Fig. 1. The schematic diagram of single metal waveguide-cavity side-coupled structure. The MDM waveguide is consisted by silver-air-silver. The width of air layer is w_d . The length and width of metal microcavity are L and D , respectively. A slit is used to connect the waveguide and microcavity. The width and height of slit are denoted as C and S , respectively. The center-to-center distance between slit and cavity is denoted as d_{sp} .

这里通过 FDFD 方法来模拟结构的电磁特性. 空气波导层的厚度 $w_d = 200$ nm, 在工作波长 1500 nm 附近, 波导结构仅支持单个 SPP 模式. SPP 模式通过总场-散射场的形式引入到结构中^[9]. 模拟中, 离散网格的尺寸为 5 nm, 金属银的介电函数来自于实验值^[10]. 本文中, 波导与微腔的间距远大于电磁波在金属中的穿透深度. 微腔不是通过波导的倏逝波耦合激发^[11], 而是通过开口狭缝的能量泄漏来激发^[12,13], 因而狭缝的宽度 (C) 和位置偏移量 (d_{sp}) 将直接影响结构的光谱响应. 图 2(a) 给出了在固定狭缝偏移量 ($d_{sp} = 120$ nm) 时, 不同狭缝宽度对应的结构透射谱. 可以看出, 由于存在狭缝, 波导中的电磁能量能有效耦合到金属微腔中, 形成谐振, 从而会在透射谱中形成低谷. 随着狭缝宽度的增加, 微腔中更多的电磁能量会泄漏出来, 使得模式的损耗增加, 因而透射谱的 FWHM 会展宽. 而且狭缝宽度的增加, 会对微腔中模式谐振频率进行修正, 结构的透射谱的低谷会蓝移. 结

构谐振时相应的品质因子 (Q 值) 在图 2(b) 中给出. 随着金属狭缝宽度的增加, 结构的共振 Q 值减小. 金属狭缝宽度 $C = 70$ nm, 高度 $S = 200$ nm 和偏移量 $d_{sp} = 120$ nm 时, 结构谐振时对应磁场的振幅分布 ($|H_y|$) 在图 2(b) 的插图中给出. 可以看出, 微腔中激发一阶 FP 共振模式. 金属微腔中 FP 模式的谐振条件表示为^[14]

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \cdot 2L + 2\delta = 2n\pi, \quad (1)$$

其中, n_{eff} 为微腔中模式的有效折射率, λ 为光波在真空中的波长, L 为腔长, δ 为模式在腔壁两端反射的附加位相, n 为 FP 模式谐振的阶数. 由于微腔中一阶 FP 模式被激发, 磁场在微腔两端高度局域, 而在微腔的中心区域, 能量几乎为零. 那么, 除了改变狭缝宽度外, 通过调节开口狭缝的位置 (也就是狭缝的偏移量 d_{sp}) 也能控制微腔中模式能量的泄漏率, 从而调制结构的光谱响应, 图 2(c) 和图 2(d) 分别给出在固定狭缝宽度 ($C = 100$ nm),

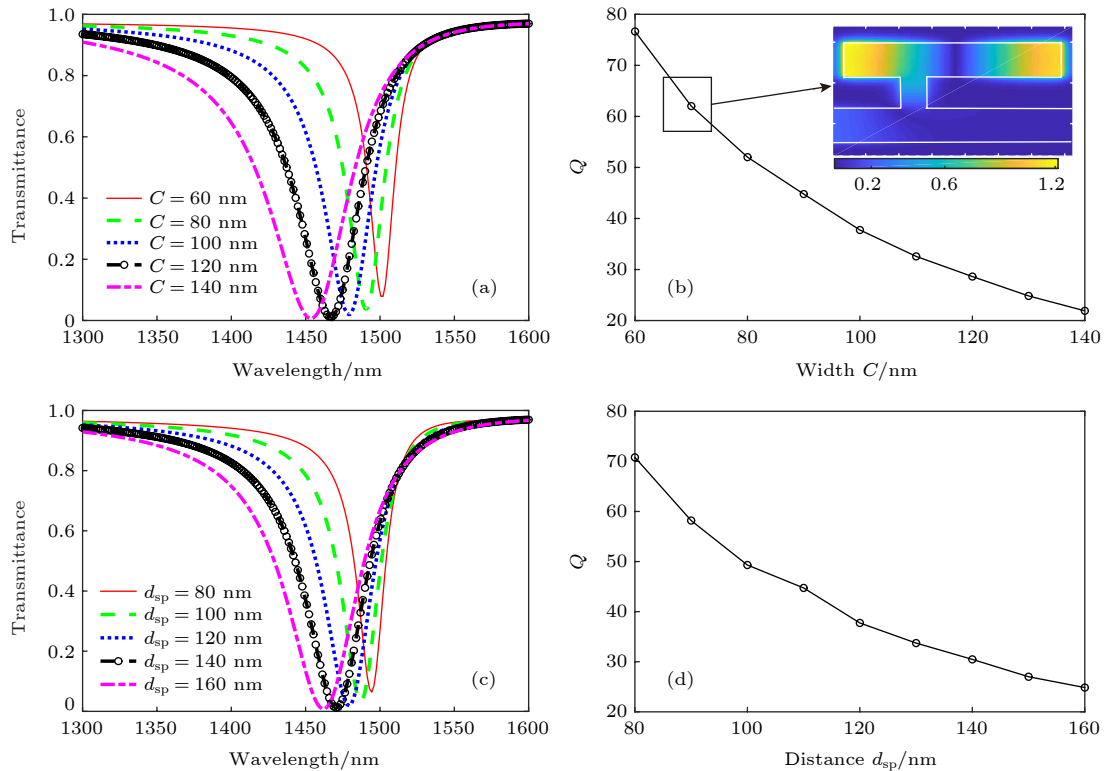


图 2 狭缝偏移量固定 ($d_{sp} = 120$ nm), 不同狭缝宽度情况下 (a) 结构的透射谱; (b) 结构共振 Q 值的变化情况. 结构谐振时, 对应的磁场振幅分布 ($|H_y|$) 也在图 (b) 中给出. 狭缝宽度固定 ($C = 100$ nm), 不同狭缝偏移量情况下, (c) 结构的透射谱; (d) 结构共振 Q 值的变化情况. 微腔的尺寸 (长 $L = 650$ nm, 宽度 $D = 200$ nm), 波导的宽度 $w_d = 200$ nm

Fig. 2. As the location offset of slit is fixed ($d_{sp} = 120$ nm), (a) the transmittance spectra of structure with the different width C , (b) the Q factor of structure versus the width C . The amplitude distribution of magnetic field at the resonant wavelength of structure with width $C = 100$ nm is also shown in the inset of Fig. 2(b). (c) The transmittance spectra of structure with the different location offset d_{sp} ; (d) the Q factor of structure versus the d_{sp} . The length and width of microcavity are $L = 650$ nm and $D = 200$ nm, respectively. The thickness of waveguide $w_d = 200$ nm.

不同狭缝偏移量对应的结构透射谱和共振 Q 值. 由于一阶 FP 模式的能量主要局域在微腔的两端, 随着偏移量的增加, 微腔中更多的能量被泄漏出来, 导致结构共振时的半高全宽增加, 响应的共振 Q 值减小.

因此, 通过调节狭缝的开口宽度或者偏移位置, 可以改变微腔中模式的泄漏率, 从而实现对 SPP 入射的波导-微腔结构的共振特性进行调制, 这不同于通过倏逝波耦合的波导-微腔结构, 在其结构中是通过调节谐振腔与波导的几何间距来实现的.

3 波导-双微腔结构分析

利用上述规律以及微腔内 FP 模式的谐振特性, 在单个微腔的基础上, 再加入一个微腔, 并在两个微腔间通过开口狭缝连接, 结构示意图如图 3 所示. 由于微腔中, 模式的泄漏率与开口狭缝的宽度和偏移位置有关, 通过调节两个狭缝的宽度和偏移位置, 可以在两个微腔中分别实现高 Q 和低 Q 模式共振, 通过两个模式的耦合可以实现 SPP 波导结构的类 EIT 现象.

如图 3 所示, 第一个微腔的宽度和长度分别表示为 D_1 与 L_1 , 微腔与波导间的开口狭缝的高度与宽度分别表示为 S_1 与 C_1 , 狭缝中心与结构中心的偏移量表示为 d_{sp1} . 第二个微腔的宽度与长度分别表示为 D_2 与 L_2 , 两个微腔间通过开口狭缝连接, 连接狭缝的高度与宽度分别表示为 S_2 与 C_2 , 狭缝中心与结构中心的偏移量表示为 d_{sp2} .

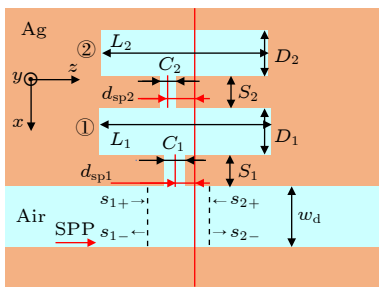


图 3 金属波导-双微腔侧边耦合结构示意图. 在图 1 的基础上再加入一个谐振腔, 并为两个谐振腔编号为 ① 与 ②. 靠近波导的为 1 号微腔, 所有的结构参数的尾数都为 1; 远离波导的为 2 号谐振腔, 所有的结构参数的尾数为 2. 空气层厚度为 w_d .

Fig. 3. The schematic diagram of metal waveguide-double microcavities side-coupled structure. A other microcavity is introduced into the structure shown in Fig.1. The two microcavities are numbered as ① and ②, respectively. The width of air layer is w_d .

结构中的电磁共振行为, 可以通过时域耦合模理论 (TCMT) 来描述. 结构的 TCMT 模型也在图 3 中给出, 1 号腔与波导的连接狭缝的左端为入射面, 模式间的动力学方程表示为^[15-17]:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dt} = (j\omega_1 - \gamma_{r1} - \gamma_{a1})A_1 + j\mu A_2 + j\sqrt{2\gamma_{r1}}S_{1+}, \\ \frac{dA_2}{dt} = (j\omega_2 - \gamma_{a2})A_2 + j\mu A_1, \end{cases} \quad (2)$$

式中, A_1 为 1 号微腔中的共振模式的复振幅, γ_{r1} 和 γ_{a1} 分别表示 1 号微腔中模式的泄漏率和吸收率, ω_1 为 1 号微腔中模式的谐振频率. 同理, A_2 和 γ_{a2} 分别表示 2 号微腔中模式的复振幅和吸收率, ω_2 表示 2 号微腔中模式的谐振频率, μ 表示两个腔之间的耦合系数. S_{i+} 和 S_{i-} 分别表示第 i 个通道入射波和出射波的幅度. 这些量都是归一化的, $|A_1(t)|^2$ 和 $|A_2(t)|^2$ 对应微腔中的电磁能量. $|S_{i+}|^2$ 和 $|S_{i-}|^2$ 分别对应于入射通道和出射通道的功率. 结构中, SPP 模式是从结构左侧入射 (即 $S_{1+} = e^{j\omega t}$, $S_{2+} = 0$), 式中 ω 表示入射波的角频率. 根据能量守恒和时间反演对称性, 通道间入射波和出射波幅度间的关系表示如下:

$$\begin{aligned} S_{1-} &= S_{2+} + j\sqrt{\gamma_{r1}}A_1, \\ S_{2-} &= S_{1+} + j\sqrt{\gamma_{r1}}A_1. \end{aligned} \quad (3)$$

将 (3) 式代入到 (2) 式中, 可得到入射 SPP 的反射率 (R) 和透射率 (T):

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{S_{1-}}{S_{1+}} \right|^2 = \left| \frac{j\sqrt{2}\gamma_{r1}}{(\omega - \omega'_1) - j\gamma'_1} \right|^2, \\ T &= \left| \frac{S_{2-}}{S_{1+}} \right|^2 = \left| 1 + \frac{j\sqrt{2}\gamma_{r1}}{(\omega - \omega'_1) - j\gamma'_1} \right|^2, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, ω'_1 和 γ'_1 为模式耦合得到的有效谐振频率和损耗率, 其数学形式表示为:

$$\omega'_1 = \omega_1 + \frac{\mu^2(\omega - \omega_2)}{(\omega - \omega_2)^2 + \gamma_{a2}^2}, \quad (5)$$

$$\gamma'_1 = \gamma_{r1} + \gamma_{a1} + \frac{\mu^2\gamma_{a2}}{(\omega - \omega_2)^2 + \gamma_{a2}^2}. \quad (6)$$

通过 FDFD 方法求解结构的本征方程^[18,19], 可以得到结构中模式的谐振频率、模式的泄漏率和吸收率. 模式间的耦合强度, 通过数值模拟结果和 TCMT 方法拟合得到. 通过 FDFD 方法模拟, 得到波导-双微腔结构的透射谱如图 4(a) 所示. 在图 4(a) 中, 红色实线表示 FDFD 数值模拟得到的

透射谱, 蓝色圆点为 TCMT 方法拟合得到的结果. 在 TCMT 模拟中, 谐振频率 $\omega_1 = \omega_2 = 1.262 \times 10^{15}$ rad/s, 吸收率 $\gamma_{a1} = 2.225 \times 10^{12}$ rad/s, $\gamma_{a2} = 2.223 \times 10^{12}$ rad/s, 泄漏率 $\gamma_{r1} = 1.243 \times 10^{13}$ rad/s, 耦合系数 $\mu = 1.498 \times 10^{13}$ rad/s. 为了便于比较, 单个波导-微腔结构的透射谱在图中以黑色虚线表示. 相比于单微腔结构, 双微腔结构会在其透射低谷处形成一个透射峰值, 形成类 EIT 现象.

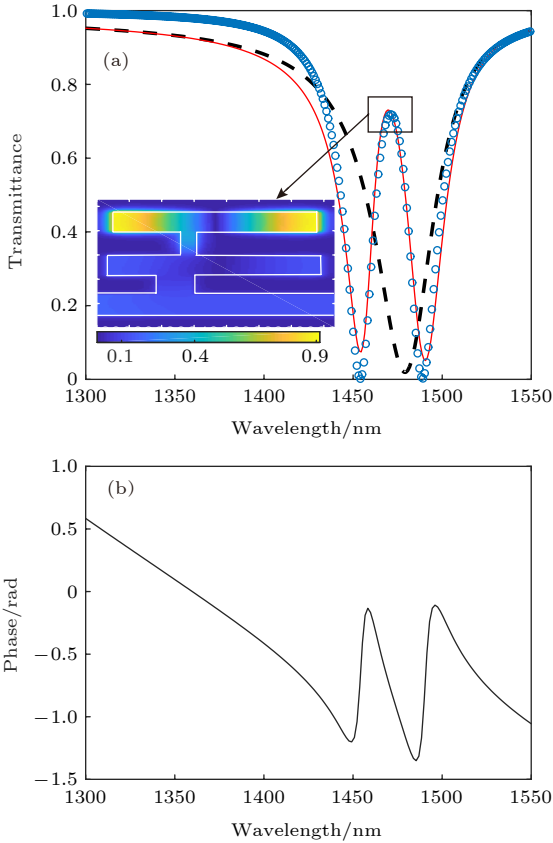


图 4 波导-双微腔结构的透射谱. 其中, 红色实线表示 FDFD 方法得到的结果, 蓝色圆点为 TCMT 方法得到的结果. 为了便于比较, 单个波导-微腔结构的透射谱在图中以黑色虚线表示; (b) 波导-双微腔结构中, 透射波的位相变化情况. 数值模拟中, 结构的几何参数为 $L_1 = 650$ nm, $D_1 = 200$ nm, $S_1 = 200$ nm, $C_1 = 100$ nm, $d_{sp1} = 120$ nm, $L_2 = 625$ nm, $D_2 = 200$ nm, $S_2 = 250$ nm, $C_2 = 40$ nm, $d_{sp2} = 80$ nm, $w_1 = 200$ nm.

Fig. 4. (a) The transmittance spectra of waveguide-microcavities structure. The red line and blue dotted line denote the results obtained from FDFD simulation and TCMT, respectively. For comparison, the transmittance spectra of the single waveguide-microcavity are shown with black dashed line; (b) for waveguide-microcavities structure, the phase of output wave versus the wavelength. In simulation, the parameters of structure are $L_1 = 650$ nm, $D_1 = 200$ nm, $S_1 = 200$ nm, $C_1 = 100$ nm, $d_{sp1} = 120$ nm, $L_2 = 625$ nm, $D_2 = 200$ nm, $S_2 = 250$ nm, $C_2 = 40$ nm, $d_{sp2} = 80$ nm and $w_1 = 200$ nm.

在图 3 所示的双金属微腔结构中, 由于存在开口狭缝, 波导与微腔、微腔与微腔间存在电磁能量泄漏, 泄漏的能量促使模式间进行耦合, 从而调节结构的输出波形. 结构中波导右侧的输出波主要来自于三部分的贡献: 第一部分来自于入射 SPP 的直接透射; 第二部分来自于第一个腔 (低 Q 模式谐振) 的直接泄漏辐射; 第三部分是耦合到第二个腔中的能量 (高 Q 模式谐振) 通过第一个微腔间接泄漏到波导中 [5]. 当结构谐振时, 后面两部分能量的场振幅会发生干涉相消, 导致在原来透射低谷的位置上, 出现透射峰值, 实现了类似于 EIT 现象. 结构透射峰值对应的磁场分布在图 4(a) 中的插图中给出, 可以看出, 由于场振幅的干涉相消, 在第一个微腔中, 磁场振幅很弱. 图 4(b) 给出了透射 SPP 位相随波长的变化关系. 由于干涉相消的作用, 在结构的透射峰附近, 出射光的位相会有剧烈的变化, 这在慢光效应中有着重要的应用 [20].

在图 3 所示的结构中, 开口宽度 C_1 与偏离 d_{sp1} 主要决定了共振峰的主线形, 而 C_2 与 d_{sp2} 影响耦合强度, 进而影响类 EIT 透射峰的品质因子. 所以为了探究结构参数对于类 EIT 线形的影响, 通过改变狭缝宽度 C_2 的大小, 得到透射谱曲线中透射峰值大小以及 FWHM 的变化情况, 结果在图 5 中给出.

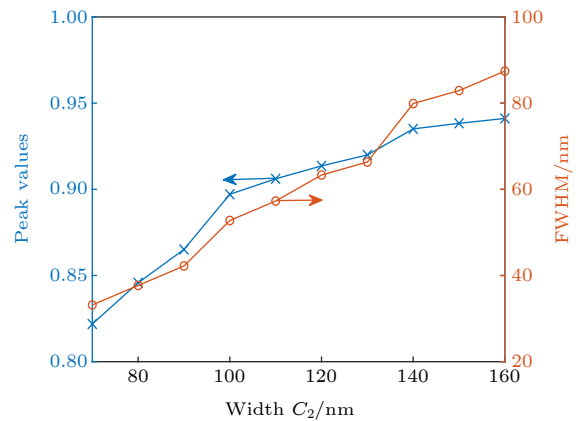


图 5 类 EIT 窗口透射峰值和 FWHM 与狭缝开口宽度 C_2 的关系. 结构的其他参数为 $L_1 = 650$ nm, $D_1 = 200$ nm, $S_1 = 200$ nm, $C_1 = 100$ nm, $d_{sp1} = 120$ nm, $L_2 = 625$ nm, $D_2 = 200$ nm, $S_2 = 250$ nm, $d_{sp2} = 80$ nm, $w_1 = 200$ nm

Fig. 5. The peak value of transmission and the FWHM of EIT window versus the width C_2 of slit. In simulation, the geometrical parameters of structure are $L_1 = 650$ nm, $D_1 = 200$ nm, $S_1 = 200$ nm, $C_1 = 100$ nm, $d_{sp1} = 120$ nm, $L_2 = 625$ nm, $D_2 = 200$ nm, $S_2 = 250$ nm, $d_{sp2} = 80$ nm and $w_1 = 200$ nm.

从图 5 可以看出, 当 C_2 变大时, 峰值与半波全宽呈增加趋势, 从 (2) 式分析可以知道, 当开口变大时, 微腔中模式的泄漏率会增加, 导致两个微腔中模式间的耦合系数会变大, 这不仅使透射峰值变大, 同时还会拓宽 EIT 的透射窗口的宽度.

4 结 论

本文通过在金属波导-微腔结构中, 引入开口狭缝来调制模式间的耦合, 在结构透射谱上实现了类 EIT 现象的输出. 通过时域耦合模理论解释了类 EIT 形成的机理. 由于模式的泄漏率与开口狭缝的宽度和位置偏移量有关, 通过改变狭缝的几何尺寸, 可以对结构透明窗口的峰值和半高全宽进行调制. 由于不再依赖于倏逝波进行耦合, 这突破了金属波导与微腔间的距离限制, 便于结构的加工, 该设计可以为加工 SPP 集成器件提供设计思路.

参考文献

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [2] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [3] Xu Q, Sandhu S, Povinelli M L, Shakya J, Fan S, Lipson M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 123901
- [4] Chen H, Chan C T 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 183518
- [5] Zhang Z, Zhang L, Li H, Chen H 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 231114
- [6] Chen J, Wang C, Zhang R, Xiao J 2012 *Opt. Lett.* **37** 5133
- [7] Yun B, Hu G, Cui Y 2013 *Plasmonics* **8** 267
- [8] Lu Q, Wang Z, Huang Q, Jiang W, Wu Z, Wang Y, Xia J 2017 *J. Lightwave Technol.* **35** 1710
- [9] Rumpf R C 2012 *Prog. Electromagn. Res. B* **36** 221
- [10] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [11] Mario L Y, Chin M K 2008 *Opt. Express* **16** 1796
- [12] Han Z, I.Bozhevolnyi S 2011 *Opt. Express* **19** 3251
- [13] Ning R X, Bao J, Jiao Z 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 100202 (in Chinese) [宁仁霞, 鲍捷, 焦铮 2017 物理学报 **66** 100202]
- [14] Haddadpour A, Nezhad V F, Yu Z, Veronis G 2016 *Opt. Lett.* **41** 4340
- [15] Yu Z, Veronis G, Fan S 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 041117
- [16] Fan S, Suh W, Joannopoulos J D 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 569
- [17] Suh W, Wang Z, Fan S 2004 *IEEE J. Quantum Electron.* **40** 1511
- [18] Chen J, Wang P, Zhang Z M, Lu Y, Ming H 2011 *Phys. Rev. E* **84** 026603
- [19] Wang H, Sha W, Huang Z, Wu X, Shen J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 184210 (in Chinese) [王辉, 沙威, 黄志祥, 吴先良, 沈晶 2014 物理学报 **63** 184210]
- [20] Zhang Z, Ng G I, Hu T, Qiu H, Guo X, Wang W, Rouified M S, Liu C, Wang H 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 081105

Surface plasmon induced transparency in coupled microcavities assisted by slits

Chu Pei-Xin Zhang Yu-Bin Chen Jun-Xue[†]*(School of Science, Southwest University Of Science and Technology, Mianyang 621010, China)*

(Received 12 March 2020; revised manuscript received 16 June 2020)

Abstract

The coupled waveguide-microcavity structure has a wide range of applications in optical filters and optical modulators. The optical transmission properties of structure are mostly determined by the coupling strength of the modes. In the conventional waveguide-microcavity structure, the mode coupling is finished by the form of evanescent field, which is usually achieved by controlling the geometric spacing between waveguide and microcavity. Surface plasmon polaritons are the excitations of the electromagnetic waves coupled to collective oscillations of free electrons in metal. Since the electromagnetic waves are attenuated sharply in the metal, this requires precise control of the spacing between the waveguide and the metal microcavity, and poses a great challenge for controlling the coupling of modes in the metal waveguide-cavity structure. In this paper, we proposed a scheme of using a metal-dielectric-metal waveguide side coupling metal microcavities to overcome this limit. Based on the resonant characteristics of the Fabry-Pérot mode in the metal microcavity, a slit is introduced to connect the waveguide and microcavities. By adjusting the width and the offset location of slits, the leakage rate and coupling strength of the mode in metal microcavity can be controlled. The finite difference frequency domain (FDFD) method was used to numerically simulate the electromagnetic properties of structure. First, we have studied the transmission behaviors of surface plasmon polaritons in the system consisted by metal waveguide and single microcavity. As other microcavity is introduced to the structure and connected the original microcavity by slit, the electromagnetically induced transparency phenomena based on surface plasmon polaritons are demonstrated in the coupled metal waveguide and double microcavities structure. As the width of slit connected the microcavity is increased, the transmission peak of structure and the full width at half maximum of the transparency window also increase accordingly. The change of the geometric parameters of slit will modulate the resonance characteristics of structure, and the corresponding physical mechanism is explained by the temporal coupled mode theory. In our works, the metal waveguide and microcavities are coupled by the energy leakage of microcavities assisted by slits, which breaks the limit of separation distance between metal waveguide and microcavity, and contributes to the manufacture of devices. The results of the paper will have applications in designing the compact photonic devices based on surface plasmon polaritons.

Keywords: electromagnetically induced transparency, surface plasmon polaritons, finite difference frequency domain method, temporal coupled mode theory

PACS: 42.50.Gy, 42.79.Gn, 47.11.Bc

DOI: [10.7498/aps.69.20200369](https://doi.org/10.7498/aps.69.20200369)

[†] Corresponding author. E-mail: cjxueoptics@163.com



各向异性三维非对称双锥五模超材料的能带结构及品质因数

蔡成欣 陈韶赓 王学梅 梁俊燕 王兆宏

Phononic band structure and figure of merit of three-dimensional anisotropic asymmetric double-cone pentamode metamaterials

Cai Cheng-Xin Chen Shao-Geng Wang Xue-Mei Liang Jun-Yan Wang Zhao-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 134302 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200364

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200364>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于方形开口环的超宽带线性极化转换器

Ultra-wideband linear polarization converter based on square split ring

物理学报. 2019, 68(11): 117801 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190267>

黑磷纳米通道内压力驱动流体流动特性

Pressure-driven fluid flow characteristics in black phosphorus nanochannels

物理学报. 2019, 68(17): 170202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190531>

基于二维声子晶体的大尺寸夹心式换能器的优化设计

Optimal design of large-sized sandwich transducer based on two-dimensional phononic crystal

物理学报. 2019, 68(2): 024303 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181955>

腔光子-自旋波量子耦合系统中各向异性奇异点的实验研究

Observation of the anisotropic exceptional point in cavity magnonics system

物理学报. 2020, 69(4): 047103 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191632>

内插扩张室声子晶极管路带隙特性研究

Properties of band gaps in phononic crystal pipe consisting of expansion chambers with extended inlet/outlet

物理学报. 2018, 67(7): 074301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172383>

含磁电弹夹层的压电/压磁声子晶体带隙特性研究

Band gaps of piezoelectric/piezomagnetic phononic crystal with magneto-electro-elastic interlayer

物理学报. 2018, 67(19): 194303 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180925>

专题：超材料

各向异性三维非对称双锥五模超材料的能带结构及品质因数*

蔡成欣^{1)2)3)†} 陈韶赓³⁾ 王学梅³⁾ 梁俊燕³⁾ 王兆宏⁴⁾

1) (河南工业大学粮食信息处理与控制教育部重点实验室, 郑州 450001)

2) (河南工业大学河南省粮食光电探测与控制重点实验室, 郑州 450001)

3) (河南工业大学信息科学与工程学院, 郑州 450001)

4) (西安交通大学电子科学与工程学院, 物理电子与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

(2020年3月12日收到; 2020年4月28日收到修改稿)

五模超材料是一类可以解除剪切模量的人工固体微结构, 具有类似流体的性质, 在声波调控中有着潜在的应用. 声学变换作为声波调控的一种重要手段, 在超材料声学器件的设计中被广泛使用. 声学变换的引入会压缩均匀各项同性五模超材料. 因此, 需要研究各向异性对三维非对称双锥五模超材料带隙及品质因数的影响. 本文利用有限元方法, 对各项异性三维非对称双锥五模超材料的能带结构及品质因数进行了研究. 研究表明, 三维非对称双锥五模超材料单模区域的相对带宽随着各向异性的增大而减小, 第一带隙的相对带宽增大到 123%, 品质因数增大到 6.9 倍. 本研究可为声学变换在三维非对称双锥五模超材料中的应用提供指导.

关键词: 五模超材料, 各向异性, 声子带隙, 品质因数

PACS: 43.20.+g, 43.40.+s, 43.50.+y

DOI: 10.7498/aps.69.20200364

1 引言

五模超材料是 Milton 与 Cherkaey^[1] 提出的一类具有固体形态和“流体”特性的人工微结构极值材料. 通过解除压缩波和剪切波的耦合, 使其周期性结构很难被压缩, 但却很容易发生剪切形变^[2]. 由这样的结构单元周期排列构成的声学超材料, 可以实现类似“流体”的性质. 五模超材料可调的模量各向异性、较小的填充率、宽频等特点赋予五模超材料优越的水下声波调控能力^[3,4].

2006 年, Milton 等^[5] 通过对传统弹性动力学方程在曲线变换下的变化规律, 提出了五模超材料

用于弹性波隐身的可行性. 2008 年, Norris^[6] 系统分析了惯性声隐身与五模超材料声隐身衣, 提出了变换声学理论在五模超材料中应用的可行性. 2010 年, Scandrett 等^[7,8] 和 Boisvert 等^[9] 利用分层化的五模超材料提出了声隐身衣的设计方法. 理想的五模超材料是由窄直径很小的双锥单元连接构成的面心立方结构, 结构稳定性较差. 为了能够得到稳定性相对较好的三维五模超材料, Kadic 等^[2] 和 Schittny 等^[10] 加入实心小球来替代点连接, 并利用侵入式激光直写光刻技术与 3D 打印技术制作出了微米及毫米量级的三维实物结构. 此后, 研究人员开始对五模超材料的声学与力学特性进行研究^[11–15], 设计出声学超表面^[16]、声学波导^[17] 与

* 河南省教育厅重点科研项目 (批准号: 20A140008, 15A120007)、粮食信息处理与控制教育部重点实验室 (批准号: KFJJ-2020-106) 和河南工业大学高层次人才基金 (批准号: 31401120) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cxc2018@haut.edu.cn

声学隐身衣^[18,19]等多种二维五模超材料声波调控器件.

基于变换声学理论,五模超材料声学隐身衣能够避免惯性声学隐身衣壳层内部质量奇异点的问题,这为五模声学隐身衣的设计和制作提供了基础^[6].由于在二维情况下,声波方程可以与麦克斯韦方程组一一对应,因此对五模超材料的研究多集中在二维结构器件的设计与实验.2015年,张向东等^[20]采用分层近似的方法,对圆柱形分层五模超材料声学隐身衣的散射声压场进行了理论分析,并通过数值计算验证了理论推导的正确性.2016年,陆智森等^[21]对基于五模超材料的声学变换方程进行了研究,分析了影响五模超材料声学隐身衣性能的因素及规律,结果表明合适的坐标变换方程能够有效地改善隐身效果.同年,陈毅等基于准对称映射梯度算法获得了任意形状的二维五模声学隐身衣.此外,Chen等^[19]还提出基于五模超材料的隐身斗篷.

由于三维五模超材料结构的复杂性,目前对三维五模超材料的研究还比较缺乏.Chen和Chan^[22,23]利用直流电导方程在坐标变换下的不变性,将声波方程和直流电导方程建立了一一对应的关系,首次导出一般的三维变换声学方程,给出了声学坐标变换前后三维空间等效参数需要满足的对应关系,为三维五模超材料声学隐身衣的设计提供了可行的研究方法和理论基础.在设计三维五模超材料隐身衣时,除了需要对外部声波进行调控之

外,还需要考虑对隐身衣内部声波的抑制^[13].声学坐标变换下,五模超材料的周期性结构会被不同程度地压缩,引起双锥单元的结构参数发生变化,并对其能带结构、品质因数和填充率产生作用,进而影响五模超材料对其内部声波的控制^[24,25].因此,本文基于有限元方法研究各向异性对三维非对称双锥五模超材料能带特性及品质因数的影响,为变换声学在三维五模超材料声学器件的设计及应用提供参考.

2 三维非对称双锥五模超材料的各向异性及能带结构

2.1 三维各向异性结构模型

三维各向同性非对称双锥五模超材料晶胞结构如图1(a)所示,由十六个非对称双锥相交构成面心立方晶格.非对称双锥的宽直径为 D ,窄直径分别为 d_1 和 d_2 ,高度为 H ,晶格常数为 a .构造三维各向异性五模超材料有很多方式,其中最直接的方法就是:选取一个原胞的窄直径交点 P 为参考点,分别沿四个不同方向移动交点 P 来构造三维各向异性五模超材料,对应的各向异性晶胞结构如图1(b)—图1(e)所示,分别命名为模型1(X 轴)、模型2(Y 轴)、模型3(Z 轴)、模型4(体对角线).当点 $P(0.25a, 0.25a, 0.25a)$ 如图1(a)所示时,三维五模超材料为各向同性的,其各向异性程度最低;当 P 点移动时,距离点 $(0.25a, 0.25a, 0.25a)$ 的位置越远,其各向异性程度就越高.

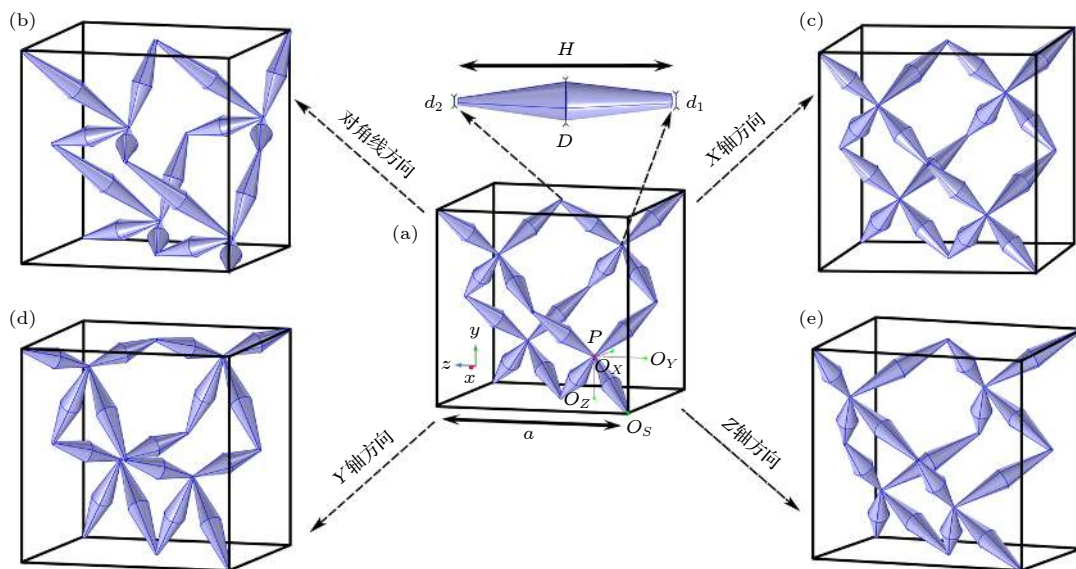


图1 (a)各向同性五模超材料晶胞与(b)—(e)各向异性五模超材料晶胞结构示意图

Fig. 1. The unit cell structure of isotropy (a) and (b)–(e) anisotropic pentamode materials.

2.2 能带结构及品质因数

各向异性的引入会对组成三维非对称双锥五模超材料原胞的基元结构参数 H 产生影响, 使得原胞内原本相同的四个基元变得不同, 从而影响原胞内部的本征振动形态. 因此, 各向异性会影响三维非对称双锥五模超材料的带隙特性、单模区域、压缩模量及剪切模量. 为了系统地研究各向异性对三维非对称双锥五模超材料的能带结构及五模特性的影响, 利用有限元仿真软件 Comsol Multiphysics, 在布洛赫边界条件下对各向异性原胞进行数值计算. 原胞结构参数为 $a = 37.3$ mm, $H = 16.15$ mm, $D = 3$ mm, $d_1 = 0.6$ mm, $d_2 = 0.3$ mm. 组成材料的质量密度为 1190 kg/m³、泊松比为 0.4 、杨氏模量 3 GPa.

图 2 为 P 点沿空间对角线方向偏移 0.25 倍对角线长度时所对应的能带结构图, 其中横纵坐标分别对应整个简约布里渊区边界与频率. 第一带隙 (黑色区域) 的下边界 (f_l) 与上边界 (f_u) 频率分别为 9.017 与 10.466 kHz, 对应的相对带宽 $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_g} = \frac{f_u - f_l}{(f_u + f_l)/2}\right)$ 为 0.149 , 频率落在带隙范围内的压缩波和剪切波的传播均被抑制. 单模区域 (灰色区域) 的下边界与上边界频率分别为 0.457 与 2.333 kHz, 相对带宽为 1.345 . 在单模区域频率范围内, 压缩波与剪切波将被解耦合, 即只有压缩波可以传播, 剪切波将被抑制.

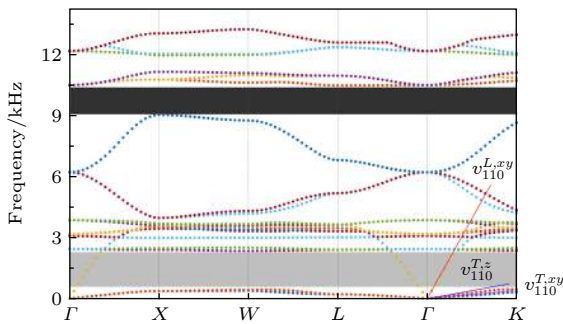


图 2 P 点沿空间对角线方向偏移 0.25 倍对角线长度时的能带结构

Fig. 2. The band structure of pentamode material with $O_3P/\sqrt{3}a = 0.25$.

理想的三维五模超材料是难压缩、易变形的固体人工微结构, 其体积弹性模量 B 与剪切模量 G 具有较大比值. 为了描述单模区域对应压缩波与剪切波的解耦合能力, 将体积弹性模量 B 与剪切

模量 G 的比值定义为品质因数 (figure of merit). 品质因数越大, 五模超材料解除压缩波与剪切波耦合的能力就越好. 对于各向异性三维非对称双锥五模超材料, 弹性模量 B 与剪切模量 G 的值可由以下式子得到^[26]:

$$C_{11} = 2\rho\left(v_{110}^{T,xy}\right)^2 + C_{12}, \quad (1)$$

$$C_{12} = \rho\left(v_{110}^{L,xy}\right)^2 - C_{44} - \rho\left(v_{110}^{T,xy}\right)^2, \quad (2)$$

$$C_{44} = \rho\left(v_{110}^{T,z}\right)^2, \quad (3)$$

$$G = C_{44}, \quad (4)$$

$$B = (C_{11} + 2C_{12})/3, \quad (5)$$

式中 C_{11} , C_{12} 和 C_{44} 为三维五模超材料弹性矩阵的 3 个独立弹性系数, $v_{110}^{T,xy}$, $v_{110}^{L,xy}$ 和 $v_{110}^{T,z}$ 分别为压缩波与剪切波沿 $[110]$ (ΓK) 方向的相速度, $\rho = f\rho_0$ 是三维五模超材料的等效密度, f 和 ρ_0 分别为三维五模超材料的填充率与组成材料的质量密度. 因此, 图 2 中三维五模超材料的品质因数约为 251 .

3 数值仿真结果及讨论

基于有限元方法, 对于四种类型的三维各向异性非对称双锥五模超材料的原胞进行能带结构数值计算, 并对其第一带隙、单模区域、品质因数的变化规律进行了系统研究, 结果如图 3—图 7 所示.

对于模型 1, 当 P 点沿 X 轴方向移动时, 其第一带隙与单模区域随移动距离的变化如图 3 所示. 当 $O_xP/a = 0.25$ 时, 五模超材料的原胞为各向同性的三维结构, 这时 P 点的各向异性程度最小; 当 $O_xP/a = 0.05$ 或 0.45 时, 各向异性程度最大. 随着各向异性程度的增加, 第一带隙的下界频率从 8.845 kHz 上升到 11.753 kHz, 对应的上界频率从 9.538 kHz 上升到 14.846 kHz, 其相对带宽从 0.148 增加到 0.233 , 大约增加了 57.4% . 单模区域的下界频率在 0.457 与 0.601 kHz 之间变化, 对应的上界频率在 1.938 与 2.333 kHz 之间变化, 其相对带宽从 1.344 减小到 1.053 , 大约减小了 21.6% .

对于模型 2, 当 P 点沿 Y 轴方向移动时, 各向异性五模超材料的第一带隙与单模区域随移动距离的变化如图 4 所示. 随着各向异性程度的增加, 第一带隙的下界频率在 8.017 — 11.27 kHz 之间变

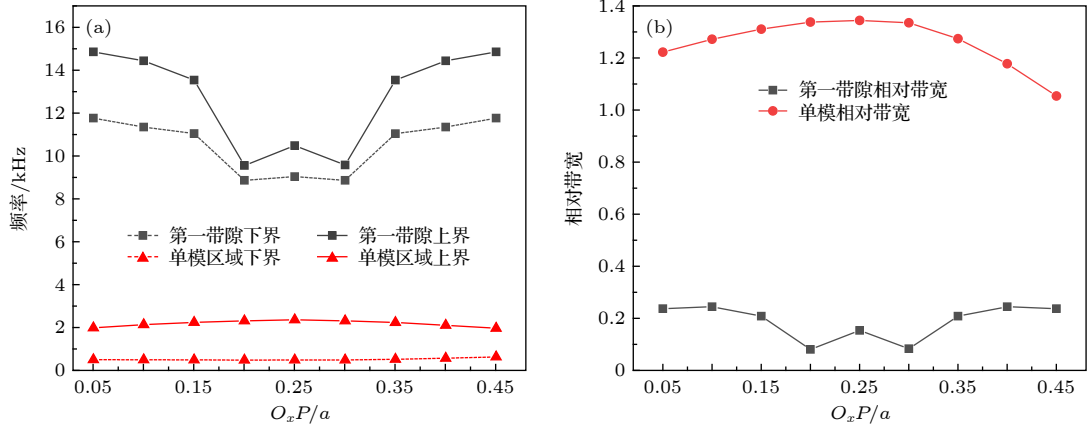


图 3 模型 1 的第一带隙与单模区域的 (a) 上下界频率; (b) 相对带宽

Fig. 3. (a) The upper and lower edges and (b) relative bandwidth of the first phononic band gaps and single mode area of model 1.

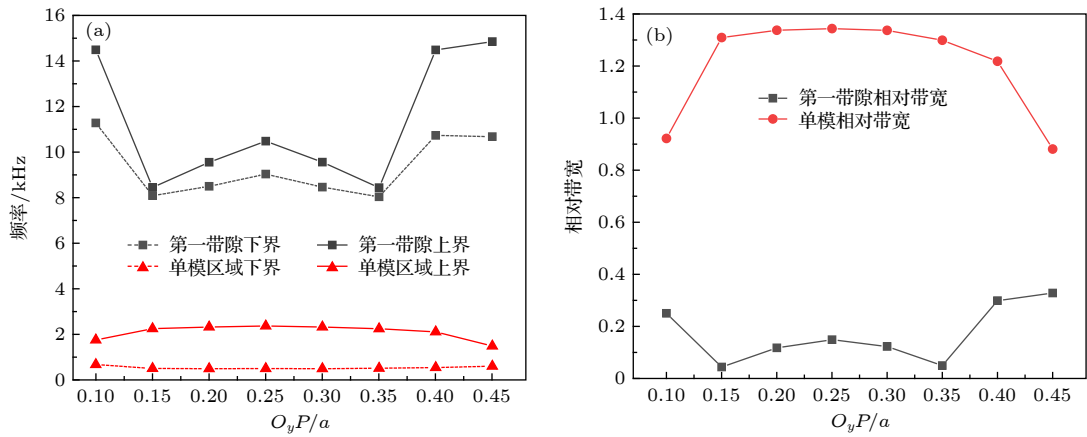


图 4 模型 2 的第一带隙与单模区域的 (a) 上下界频率; (b) 相对带宽

Fig. 4. (a) The upper and lower edges and (b) relative bandwidth of the first phononic band gaps and single mode area of model 2.

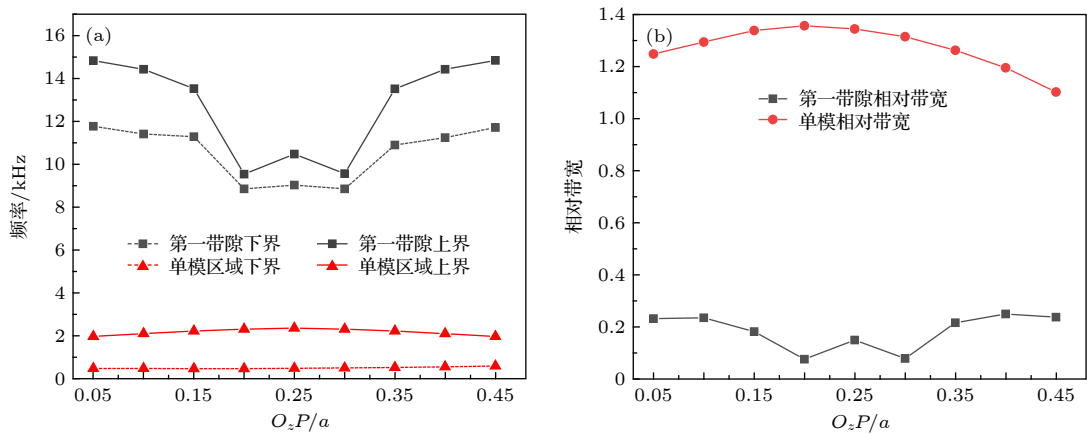


图 5 模型 3 的第一带隙与单模区域的 (a) 上下界频率; (b) 相对带宽

Fig. 5. (a) The upper and lower edges and (b) relative bandwidth of the first phononic band gaps and single mode area of model 3.

化, 对应的上界频率在 8.421—14.852 kHz 之间变化, 其相对带宽从 0.147 增加到 0.328, 大约增加了 123%. 单模区域的下界频率从 0.457 kHz 上升到 0.632 kHz, 对应的上界频率从 2.333 kHz 减小

到 1.448 kHz, 其相对带宽从 1.344 减小到 0.881, 大约减小了 34.4%. 单模区域相对带宽在各向异性程度最大处明显下降的主要原因是由于第一带隙相对带宽增大, 单模区域的频率范围受到压缩.

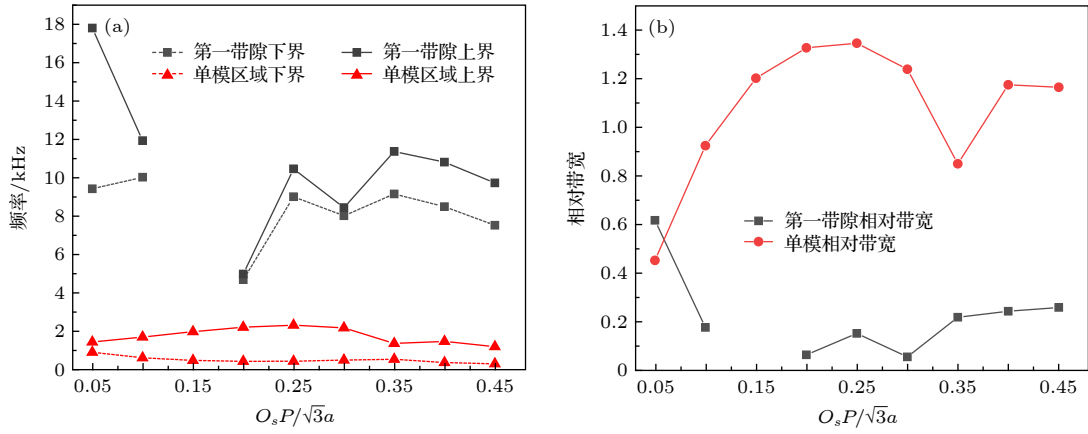


图 6 模型 4 的第一带隙与单模区域的 (a) 上下界频率; (b) 相对带宽

Fig. 6. (a) The upper and lower edges and (b) relative bandwidth of the first phononic band gaps and single mode area of model 4.

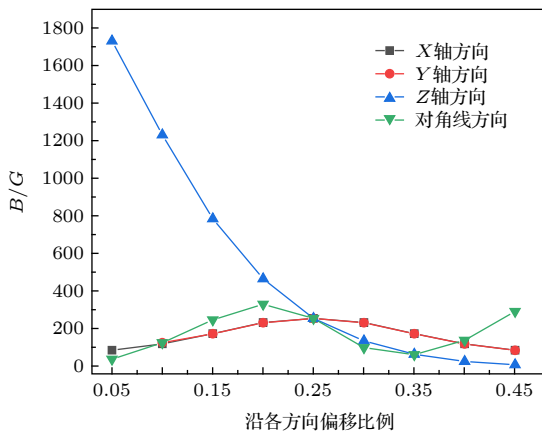


图 7 各向异性对非对称双锥五模超材料品质因数的影响
Fig. 7. The influence of anisotropy on the figure of merit of asymmetric double-cone pentamode materials.

对于模型 3, 当 P 点沿 Z 轴方向移动时, 各向异性五模超材料的第一带隙与单模区域随移动距离的变化如图 5 所示. 随着各向异性程度的增加, 第一带隙的下界频率从 8.839 kHz 上升到 11.764 kHz, 对应的上界频率从 9.527 kHz 上升到 14.847 kHz, 其相对带宽从 0.148 增加到 0.236, 大约增加了 59.4%. 单模区域的下界频率在 0.438—0.562 kHz 之间变化, 对应的上界频率在 1.941—2.333 kHz 之间变化, 其相对带宽从 1.344 减小到 1.101, 大约减小了 18.1%.

对于模型 4, 当 P 点沿对角线方向移动时, 各向异性五模超材料的第一带隙与单模区域随移动距离的变化如图 6 所示. 随着各向异性程度的增加, 第一带隙的下界频率在 4.701—10.034 kHz 之间变化, 对应的上界频率在 4.992—17.794 kHz 之间变化, 其相对带宽从 0.147 增加到 0.256, 约增加了

74.1%. 单模区域的下界频率在 0.322—0.923 kHz 之间变化, 对应的上界频率在 1.217—2.333 kHz 之间变化, 其相对带宽从 1.344 减小到 0.449, 大约减小了 66.6%. 在 $O_s P / \sqrt{3}a = 0.05$ 处, 第一带隙的拓宽对单模区域的上界产生了较强的影响, 使单模区域的上界频率下降, 同时其下界频率上升, 从而单模区域相对带宽在此处下降比较明显.

“流体”特性是非对称双锥五模超材料的主要特性之一, 而品质因数是衡量这种性质的重要参数. 各向异性对五模超材料品质因数的影响如图 7 所示, 由于三维非对称双锥五模超材料的各向异性变化是沿着四个不同的方向, 因此对原胞内四个双锥基元高度的影响是不同的, 即不同方向上的各向异性对三维非对称双锥五模超材料能带结构的影响也不相同. 当 P 点沿 X 轴与 Y 轴方向变化时, 其品质因数最大值约为 251; 当 P 点沿 Z 轴变化时, 其品质因数最大值约为 1730; 当 P 点沿对角线方向变化时, 其品质因数最大值约为 327. 相对于各向同性三维非对称双锥五模超材料, 各向异性三维非对称双锥五模超材料的品质因数可以增加近 6.9 倍.

4 结 论

通过调节基元窄直径连接点 P 的位置, 构建了四种各向异性三维非对称双锥五模超材料模型. 由于不同方向上的各向异性变化对非对称双锥结构基元参数的影响不尽相同, 其能带结构与品质因数也会受到不同程度的影响, 本文给出了各向异性程度与三维非对称双锥五模超材料带隙特性、单模

区域与品质因数的关系. 与各向同性三维非对称双锥五模超材料相比, 各向异性三维非对称双锥五模超材料第一带隙的相对带宽可被有效地拓宽, 品质因数可增大 6.9 倍. 研究结果可为基于三维非对称双锥五模超材料的声学器件设计提供参考. 由于各向异性的引入, 使得三维非对称双锥五模超材料的结构更为复杂, 样件加工的需求进一步提高, 整体稳定性也有所降低, 因此对具有较高稳定性且易加工的新型三维五模超材料原胞结构还需进一步研究探索.

参考文献

- [1] Milton G W, Cherkaev A V 1995 *J. Eng. Mater. Technol.* **117** 483
- [2] Kadic M, Bückmann T, Stenger N, Thiel M, Wegener M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 191901
- [3] Chen Y, Liu X N, Xiang P, Hu G K 2016 *Adv. Mech.* **46** 201609 (in Chinese) [陈毅, 刘晓宁, 向平, 胡更开 2016 *力学进展* **46** 201609]
- [4] Wang Z H, Cai C X, Chu Y Y, Liu G S 2017 *Opto-Electron. Eng.* **44** 34 (in Chinese) [王兆宏, 蔡成欣, 楚杨阳, 刘广顺 2017 *光电工程* **44** 34]
- [5] Milton G W, Briane M, Willis J R 2006 *New J. Phys.* **8** 248
- [6] Norris A N 2008 *Proc. R. Soc. A* **464** 2411
- [7] Scandrett L C, Boisvert J E, Howarth T R 2010 *J. Acoust. Soc. Am.* **127** 2856
- [8] Scandrett L C, Boisvert J E, Howarth T R 2011 *Wave Motion* **48** 505
- [9] Boisvert J E, Scandrett L C, Howarth T R 2016 *J. Acoust. Soc. Am.* **139** 3404
- [10] Schittny R, Bückmann T, Kadic M, Wegener M 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 231905
- [11] Gokhale N H, Cipolla J L, Norris A N 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **132** 4
- [12] Kadic M, Bückmann T, Schittny R, Gumbsch P, Wegener M 2014 *Phys. Rev. Appl.* **2** 054007
- [13] Cai C X, Wang Z H, Li Q W, Xu Z, Tian X G 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 175103
- [14] Huang Y, Lu X G, Liang G Y, Xu Z 2016 *Phys. Lett. A* **380** 1334
- [15] Wang G, Jin L, Zhang L, Xu Z 2017 *AIP Adv.* **7** 025309
- [16] Tian Y, Wei Q, Cheng Y, Xu Z, Liu X J 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 221906
- [17] Sun Z Y, Jia H, Chen Y, Wang Z, Yang J 2018 *J. Acoust. Soc. Am.* **143** 1029
- [18] Chen Y, Liu X N, Hu G K 2015 *Sci. Rep.* **5** 15745
- [19] Chen J G, Liu J H, Liu X Z 2018 *AIP Adv.* **8** 085024
- [20] Zhang X D, Chen H, Wang L, Zhao Z G, Zhao A G 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 134303 (in Chinese) [张向东, 陈虹, 王磊, 赵志高, 赵爱国 2015 *物理学报* **64** 134303]
- [21] Lu Z M, Cai L, Wen J H, Wen X S 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 174301 (in Chinese) [陆智森, 蔡力, 温激鸿, 温熙森 2016 *物理学报* **65** 174301]
- [22] Chen H Y, Chan C T 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 183518
- [23] Chen H Y, Chan C T 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 113001
- [24] Cai C X, Han C, Wu J F, Wang Z H, Zhang Q H 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 045601
- [25] Wang Z H, Cai C X, Li Q W, Li J, Xu Z 2016 *J. Appl. Phys.* **120** 024903
- [26] Bückmann T, Schittny R, Thiel M, Kadic M, Milton G W, Wegener M 2014 *New J. Phys.* **16** 033032

SPECIAL TOPIC—Metamaterials

Phononic band structure and figure of merit of three-dimensional anisotropic asymmetric double-cone pentamode metamaterials*

Cai Cheng-Xin^{1)2)3)†} Chen Shao-Geng³⁾ Wang Xue-Mei³⁾

Liang Jun-Yan³⁾ Wang Zhao-Hong⁴⁾

1) (*Key Laboratory of Grain Information Processing and Control (Henan University of Technology), Ministry of Education, Zhengzhou 450001, China*)

2) (*Henan Provincial Key Laboratory of Grain Photoelectric Detection and Control, Henan University of Technology, Zhengzhou 450001, China*)

3) (*College of Information Science and Engineering, Henan University of Technology, Zhengzhou 450001, China*)

4) (*School of Electronic and Information Engineering, Key Laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

(Received 12 March 2020; revised manuscript received 28 April 2020)

Abstract

Pentamode metamaterial (PM) is a kind of artificial microstructure extremum material with solid morphology and fluid properties proposed by Milton and Cherkaey. By decoupling the compression and the shear waves, the periodic structure is difficult to be compressed, but the shear deformation occurs easily. Theoretically, acoustic metamaterials consisting of such periodic arrangement of structural units can achieve complete matching with water. Therefore, the characteristics of adjustable modulus anisotropy, small stuffing rate and broadband endow the PMs with excellent acoustic control ability, which has attracted more attention of researchers.

In this paper, the narrow-diameter intersection point P ($0.25a, 0.25a, 0.25a$) of an isotropic three-dimensional PM selected as the reference point in four different directions (X-axis, Y-axis, Z-axis and body diagonal). When the P -point moves, the farther the P -point is, the greater the degree of anisotropy is. The introduction of anisotropy will cause the structural bifurcation of the three-dimensional PM to change structural parameters, and the structural parameters are important factors affecting the band characteristics of the three-dimensional PM of Bragg scattering. In order to study the influence of anisotropy on the band structure and pentamode properties of three-dimensional asymmetric double-cone PMs, we use the finite element simulation software COMSOL to calculate the primitive-cell of three-dimensional anisotropic PMs under Bloch boundary conditions.

By adjusting the position of P point, four different types of three-dimensional anisotropic asymmetric double-cone PMs are constructed. Since the anisotropy changes in different directions have different effects on the parameters of the asymmetric double-cone structure, the band characteristics and the pentamode

* Project supported by the Key Scientific Research Project of Henan Education Department, China (Grant Nos. 20A140008, 15A120007), the Key Laboratory of Grain Information Processing and Control (Henan University of Technology), Ministry of Education (Grant No. KFJJ-2020-106), and the High-level Talent Fund of Henan University of Technology, China (Grant No. 31401120).

† Corresponding author. E-mail: cxcai2018@haut.edu.cn

characteristics will also receive different degrees of influence. In this paper, the relationship between the degree of anisotropy and the band gap characteristics, single-mode region and figure of merit (FOM) are given, and the result can provide guidance for the design of asymmetric double-cone PM acoustic device. Compared with the isotropic double-cone PMs, the relative bandwidth of the first band gap of the anisotropic double-cone PMs can be broadened to 123%, and the FOM can be increased to 6.9 times. Due to the introduction of anisotropy, Due to the introduction of anisotropy, the structure of three-dimensional asymmetric double-cone PMs are more complex, the demand for sample fabrication is further improved, and the stability of PMs also reduced. Therefore, PMs with high stability and easy to be fabricated still needs further research and exploration.

Keywords: pentamode metamaterial, anisotropy, phononic band gap, broadband

PACS: 43.20.+g, 43.40.+s, 43.50.+y

DOI: [10.7498/aps.69.20200364](https://doi.org/10.7498/aps.69.20200364)



基于微孔板与折曲通道的亚波长宽带吸声结构设计

吴飞 黄威 陈文渊 肖勇 郁殿龙 温激鸿

Design of subwavelength broadband hybrid sound absorption structure based on micro-perforated plate and coiled channels

Wu Fei Huang Wei Chen Wen-Yuan Xiao Yong Yu Dian-Long Wen Ji-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 134303 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200368

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200368>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

微穿孔蜂窝-波纹复合声学超材料吸声行为

Micro-perforated acoustic metamaterial with honeycomb-corrugation hybrid core for broadband low frequency sound absorption

物理学报. 2018, 67(23): 234302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181368>

一种基于二维Helmholtz腔阵列的低频宽带隔声结构实验研究

A broadband low-frequency sound insulation structure based on two-dimensionally inbuilt Helmholtz resonator

物理学报. 2017, 66(1): 014307 <https://doi.org/10.7498/aps.66.014307>

基于人工表面等离激元的双通带频率选择结构设计

Design of dual-band-pass frequency selective structure based on spoof surface plasmon polariton

物理学报. 2018, 67(20): 204101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180696>

浅海波导中低频声场干涉简正模态的判别

Identification of interference normal mode pairs of low frequency sound in shallow water

物理学报. 2019, 68(13): 134304 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190221>

基于声学超材料的低频可调吸收器

A kind of tunable acoustic metamaterial for low frequency absorption

物理学报. 2019, 68(3): 034301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181908>

肖特基钙钛矿太阳能电池结构与优化

Simulation and architectural design for Schottky structure perovskite solar cells

物理学报. 2020, 69(5): 057901 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191891>

专题：超材料

基于微孔板与折曲通道的亚波长宽带吸声结构设计*

吴飞¹⁾²⁾ 黄威²⁾ 陈文渊²⁾ 肖勇¹⁾ 郁殿龙¹⁾ 温激鸿^{1)†}

1) (国防科技大学智能科学学院, 装备综合保障技术重点实验室, 长沙 410073)

2) (西南大学工程技术学院, 重庆 400715)

(2020年3月12日收到; 2020年6月24日收到修改稿)

本文设计了一种由微穿孔板与折曲通道组成的亚波长宽带复合吸声结构, 对该复合吸声器低频宽带吸声机理进行了详细分析, 建立了该复合吸声结构的理论吸声解析模型与有限元数值分析模型, 完成了吸声理论解和数值解的相互验证. 该吸声结构在整体厚度为 60 mm 时, 理论上实现了在 200—500 Hz 频段内平均吸声系数达 0.8 的低频高效吸声. 同时在整体厚度为 90 mm 时, 理论上实现了 180—350 Hz 频段内多处峰值达 0.95 的准完美吸声. 该复合吸声结构在低频噪声控制工程中具有一定的应用前景.

关键词: 微穿孔板, 折曲通道, 复合吸声结构, 低频降噪

PACS: 43.90.+v, 02.60.Cb, 02.60.Pn

DOI: 10.7498/aps.69.20200368

1 引言

中低频噪声具有很强的穿透能力, 一直是舱室噪声污染的主要来源. 目前, 传统的吸声材料如多孔材料^[1]已经被证明能对中高频噪声 (>1000 Hz) 进行有效地吸收, 但在低频范围内, 则需要与波长相当的结构厚度, 这阻碍了其在实际工程中的应用, 低频噪声的吸收问题亟待解决^[2].

近年来, 深亚波长声学超材料在低频噪声 (<500 Hz) 控制工程中受到了极大的关注. 声学超材料 (acoustic metamaterials, AMMs) 概念的提出为解决低频噪声问题提供了新思路^[3-5]. 目前, 大量学者基于共振吸声原理设计了许多深亚波长吸声材料和结构, 例如薄膜型共振吸声器^[6-8] (decorated membrane resonator, DMRs), 亥姆霍兹共振吸声器^[9,10] (Helmholtz resonators, HRs) 和

Fabry-Pérot (FP) 通道共振吸声器^[11,12]. 这些吸声结构能在低频范围内展示出良好的吸声性能, 但相对吸声带宽较窄. 目前, 已有研究人员对基于微穿孔板与折曲通道的低频宽带复合吸声结构^[13-15]进行了研究, 其有效吸声带宽为 232—533 Hz, 但该吸声结构的整体厚度达到了 100 mm. 基于微穿孔板与折曲通道的低频宽带复合吸声器^[16,17]厚度较小, 但其仍然存在吸声带宽较窄的问题, 实际应用场景受限.

基于此, 本文设计了一种由微穿孔板与多个折曲通道组合而成的复合吸声结构, 能够有效解决在限制吸声结构厚度的条件下 200—500 Hz 噪声难以吸收的问题.

2 复合吸声结构的吸声理论分析

减小吸声结构厚度的有效方法是引入空间盘绕或迷宫式结构^[18]. 本文设计并验证了一种由微

* 中国博士后基金 (批准号: 2018M643827)、国家自然科学基金 (批准号: 11702226)、中央高校基金 (批准号: XDJK2020B020) 和国家自然科学基金重大项目 (批准号: 11991032, 11991034) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wenjihong@vip.sina.com

穿孔板 (穿孔直径小于 1 mm) 和折曲 FP 通道组合而成的复合声学超材料. 该结构在传统微穿孔板的基础上, 将背腔进行折曲处理, 使其可以不增加总厚度而大大增强对低频噪声的吸收性能. 同时, 将共振频率不同的吸声单元结构并联设计, 使其能在不添加其他吸收性材料 (吸声棉等)^[19,20] 的情况下获得较宽的吸收带宽.

如图 1 所示, 该复合吸声结构由微穿孔板和折曲 FP 通道组成, 入射声波沿 Z 轴进入垂直于微穿孔板的通道. 为探究其吸声机理, 本文首先建立一个如图 1(d) 所示的 5 通道单元的二维模型, 声波在盘绕通道内的传播路径如蓝色虚线箭头所示. 其中, 微穿孔板的主要结构参数有孔径 d 、板厚 t 和穿孔率 p , 周期性通道的主要结构参数包括长度 L 、宽度 W 和高度 H , 等效吸声长度 D , 内部隔板厚度 t . 在理论分析中, 折曲 FP 通道可简化为串联的多个直同轴连接子通道, 各子通道内的有效传播长度表示为 $L_{\text{eff}i}$ ($i = 1, 2, 3, \dots$).

具有刚性背板的吸声系统的吸声系数 α 可以根据阻抗理论计算公式得出^[18]:

$$\alpha = 1 - \left| \frac{(Z'_s/Z_0 - 1)}{(Z'_s/Z_0 + 1)} \right|^2, \quad (1)$$

其中 Z'_s 指吸声结构的整体表面阻抗, $Z_0 = \rho_0 c_0$ 表示空气的特性阻抗, ρ_0 和 c_0 分别表示空气的质量密度和声速. 吸声结构的整体表面阻抗可由阻抗并联公式计算得出:

$$Z'_s = \frac{n}{(1/Z_{s1} + 1/Z_{s2} + \dots + 1/Z_{sn})}, \quad n = 3, 4, 5 \dots, \quad (2)$$

Z_{sn} 为第 n 个复合吸声结构的表面阻抗, 可以按下式计算:

$$Z_{sn} = Z_M + \xi \cdot Z_{C1}^L, \quad (3)$$

其中 Z_M 和 Z_{C1}^L 分别表示微穿孔板和单元第一通道入口处的表面阻抗. $\xi = S_0/S_1$ 为面积修正系数, $S_0 = W \times L$ 和 $S_1 = W_0 \times L_0$ 分别指吸声单元和单

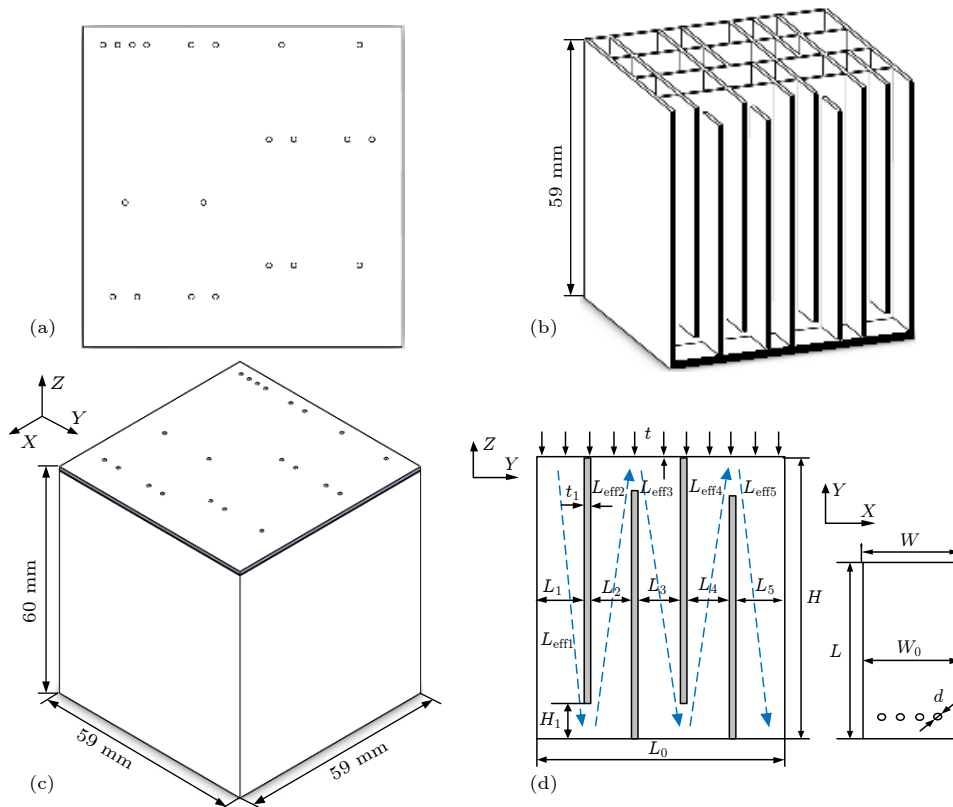


图 1 复合声学超材料的结构及理论模型 (a) 微穿孔板; (b) 折曲通道; (c) 吸声结构三维模型; (d) 吸声结构二维理论模型
 Fig. 1. Structure and theoretical model of composite acoustic metamaterial: (a) The top micro-perforated panel (thickness t , diameter d , perforation rate p); (b) multiple coiled FP channels; (c) schematic of the hybrid metamaterial absorber composed of a microperforated panel (MPP) as a top face sheet and coiled-up Fabry–Perot (FP) channels with folding number n ; (d) an approximate analytical two dimensional (2D) model of one unit cell of a space-coiled metamaterial. All the widths of the channels in the YZ plane are L . The height of the channel along the Z axis is H .

元第一通道的横截面积. 微穿孔板的表面阻抗可通过下式计算:

$$Z_M = \frac{j\omega\rho_0 t}{\tilde{P}} \left[1 - \frac{2J_1(\gamma\sqrt{-j})}{(\gamma\sqrt{-j})J_0(\gamma\sqrt{-j})} \right]^{-1} + \frac{\sqrt{2}\eta\gamma}{\tilde{P}d} + j\frac{0.85\omega\rho_0 d}{\tilde{P}}, \quad (4)$$

其中, t , d , \tilde{P} 分别为微穿孔板的厚度、微孔直径和微穿孔板的总穿孔率, 且 $\tilde{P} = p \times S_p/S_{\text{tot}}$, p 为各单元微穿孔板的穿孔率, 其中 S_p 是穿孔部分的面积, S_{tot} 是微穿孔板的总面积. ω 为角频率, η 指空气的动力黏度.

$\gamma = d\sqrt{\rho_0\omega/4\eta}$ 指穿孔直径与黏性边界层的厚

度之比的 $\sqrt{2}/2$ 倍; J_1 和 J_0 指一阶和零阶 Bessel 函数. 第 n 个通道顶部入口的表面阻抗 Z_i^L 和通道内部声阻抗 Z_n^L 可由下式得出:

$$\begin{cases} Z_i^L = Z_{i+1}^c \frac{-jZ_{i+1} \cot(k_i L_{\text{eff}i}) + Z_{i+1}^c}{Z_{i+1} - jZ_{i+1}^c \cot(k_i L_i)}, \\ (i = 1, 2, 3, \dots, n-1), \\ Z_n^L = -j\sqrt{\rho_i^{\text{eq}}/C_i^{\text{eq}}} \cot\left(\omega\sqrt{\rho_i^{\text{eq}}C_i^{\text{eq}}}L_{\text{eff}i}\right), \\ (i = n), \end{cases} \quad (5)$$

式中 $Z_{i+1} = Z_{i+1}^L/\xi_i$, $\xi_i = S_{i+1}/S_i$, S_i 表示各通道的截面积, 最后的刚性壁的通道 ($i = n$) 可看作常规的 FP 通道; $\rho_i^{\text{eq}}, C_i^{\text{eq}}$ 分别指等效密度及可压缩性系数, 可由下式得出:

$$\begin{cases} \rho_i^{\text{eq}} = \rho_0 \frac{\nu L_i^2 W^2}{4i\omega} \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\alpha_k^2 \beta_n^2 \left(\alpha_k^2 + \beta_n^2 + \frac{i\omega}{\nu} \right) \right]^{-1} \right\}^{-1} \\ C_i^{\text{eq}} = \frac{1}{P_0} \left\{ 1 - \frac{4i\omega(\gamma-1)}{\nu' L_i^2 W^2} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\alpha_k^2 \beta_n^2 \left(\alpha_k^2 + \beta_n^2 + \frac{i\omega}{\nu} \right) \right]^{-1} \right\} \end{cases} \quad (6)$$

其中 $\nu = \mu/\rho_0$ 及其导数 $\nu' = k/\rho_0 C_v$ 可由 μ , k 和 C_v (空气运动黏度、导热系数和恒容比热) 计算得出; $\alpha_k = (k+1/2)\pi/W$ 和 $\beta_n = (k+1/2)\pi/L$ 为常数, P_0 和 γ 分别为气压与比热值.

3 低频宽带吸声机理分析

为了对复合吸声结构的低频宽带吸声机理进行研究, 本文进一步使用 COMSOL Multiphysics 5.3 内嵌的声-热黏性声学耦合模块建立了该复合

吸声结构的有限元分析数值模型, 假设该复合吸声结构所有内壁都为硬声学边界. 建立如图 1(c) 所示的由微穿孔板和多个盘绕通道组成的复合声学吸声结构的有限元分析模型并进行数值计算. 为探究其低频吸声机理, 在图 2(a) 中绘制了频率为 230 Hz 的声波传入吸声器时通道内部的声粒子速度 (红色箭头) 分布情况. 在微穿孔板与第一通道入口处观察到较大的粒子速度, 可以判断出, 由于微孔处粒子振动速度较大, 入射波能量主要是由声

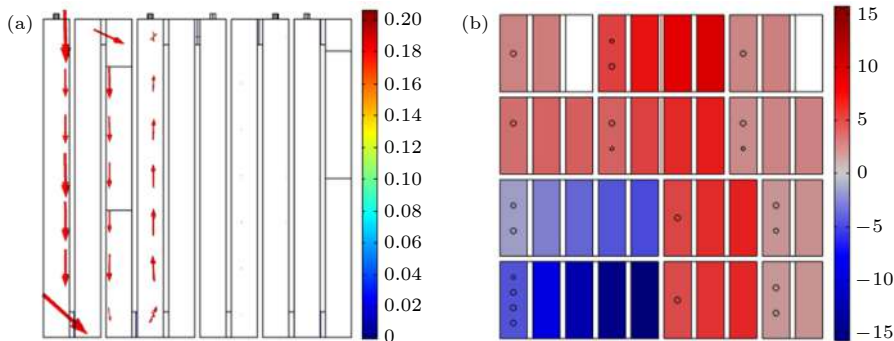


图 2 230 Hz 声波传入时吸声器内声速与声压 (a) 声速分布 (m/s); (b) 声压分布 (Pa)

Fig. 2. Sound velocity and sound pressure in a sound absorber when a 230 Hz sound wave is introduced: (a) Sound velocity distribution (m/s); (b) sound pressure distribution (Pa). The absorbers are constructed using the coiled-up channel with geometric parameters: $H = 59$ mm, $L_1 = L_2 = L_3 = L_4 = L_5 = 4.85$ mm and $W = 13.6$ mm and $d = t_0 = t_1 = 1$ mm.

波与小孔之间的较大摩擦而耗散的. 图 2(b) 中绘制了 230 Hz 声波传入吸声器时通道内部的多切面声压分布图, 可以观察到, 此时黑色虚线内的两个通道折叠数为 5 的吸声单元对声波的耗散作用最为明显, 即折叠通道数多的单元 (等效吸声长度大) 对低频声波起主要吸声作用, 而折叠通道数少的单元 (等效吸声长度小) 对相对高频声波起主要吸声作用.

为了进一步研究所设计的复合吸声结构的吸声机理, 使用图形法研究了该复合吸声结构在复频率表面内的反射系数 γ 的分布 [18]. 一般地, 在无损耗情况下, 反射系数包含共轭零点和极点, 如果在某一频率下达到完美吸声, 则零点将恰好位于实轴上.

图 3(a) 中绘制了该复合吸声结构在复频率表面内的 $\lg |r|^2$ 的分布情况, 可以看出, 200—250 Hz 范围内的零点都落在实轴附近, 因此, 在共振频率下可获得近乎完美吸收. 而高于 250 Hz 的零点偏移实轴较远, 并没有达到完美吸声. 零点和极点之间的距离也可以表征吸声带宽, 随着共振频率的降低, 零点和极点之间的距离逐渐减小的同时吸声带宽逐渐变窄.

图 3(b) 中绘制了复合吸声结构吸声系数的理论解、数值解及各主要单元吸声性能的理论解, 图中黑色虚线从左到右依次为等效吸声长度逐渐减小的单元的吸声系数理论解, 根据这一规律可通过调节折曲 FP 通道的等效吸声长度来实现期望频率声波的吸收. 同时发现, 通过调整等效吸声长度可以容易地调节吸声系数和吸声带宽. 图 3(c) 展示了相对阻抗的实部 $\text{Re}(Z_s/Z_0)$ 和虚部 $\text{Im}(Z_s/Z_0)$ 分布情况. 当阻抗匹配时, 可实现完美吸声, 这意味着相对阻抗的虚部等于 0, 而实部等于 1. 图中虚部曲线在 330 Hz 处过零点, 表明在图 3(b) 中的吸收峰存在共振状态. 相对阻抗的实部不严格等于 1, 吸收系数略小于 100%.

理论解与数值解变化趋势基本相同, 但由于理论模型由一维理论公式推导得来而数值分析模型为三维模型, 故二者有一定误差. 相对带宽达到 143% (相对带宽指吸声系数最大值的一半处的整个带宽与共振频率的比值). 近完美吸声的峰值出现在 260, 390 和 470 Hz. 吸收峰随着折叠数 n 的增加而明显降低到更低的频率, 在共振频率 230 Hz 处, 该复合吸声结构厚度仅为工作波长的 $1/28$, 具有亚波长吸声特性.

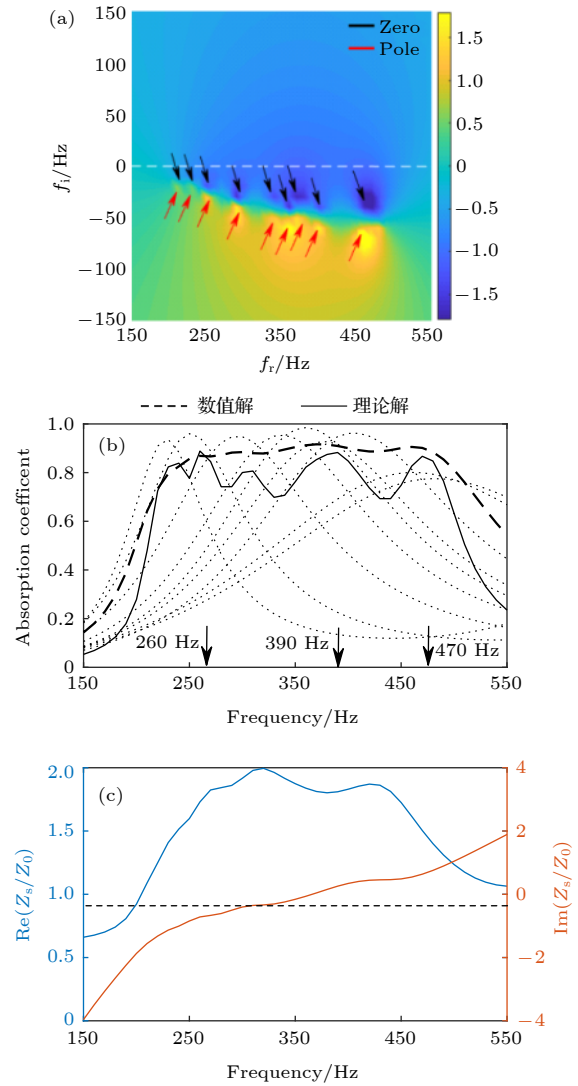


图 3 复合吸声结构的吸声特性 (a) 反射系数零、极点分布; (b) 吸声性能曲线; (c) 声阻抗的实部与虚部

Fig. 3. Sound absorption characteristics of composite sound absorption structure: (a) Zero and pole distributions of reflection coefficients on complex frequency plane; (b) sound absorption performance curve. The dotted line is the theoretical solution and the solid line is the numerical solution, the black dotted line is the theoretical solution of each unit (Gradually increase the equivalent sound absorption length from left to right); (c) real and imaginary parts of relative impedance.

4 复合吸声结构的准完美吸声

为了进一步提高该复合吸声结构的吸声性能, 对其结构参数进行调整, 调整后吸声结构总厚度为 90 mm, 具体结构参数见表 1, 进一步研究其低频吸声特性. 同样地, 运用 MATLAB, COMSOL 软件对该吸声结构的吸声系数进行了理论和数值计算分析. 图 4(a) 中绘制了参数调整后吸声结构

在复频率表面内反射系数的零点、极点分布情况, 可以观察到零点整体更加靠近 0 线, 吸声系数有所增大, 且工作频率相较于图 3(a) 有所下降, 表明调整后该吸声结构的低频吸声性能有明显提高.

图 4(b) 中绘制了该吸声结构的理论解与有限元分析结果. 可以看出, 理论解与有限元分析结果变化趋势基本保持一致, 在 170—340 Hz 的频率范围内理论平均吸声系数大于 0.85. 相对带宽为 121%, 相较于图 3(b) 中的结果, 有效工作频率范

围明显向低频移动, 且在 185, 235 和 315 Hz 等频响范围附近的吸声系数均大于 0.95. 图 4(c) 为相对阻抗的实部与虚部分布情况, 其中虚部曲线在 250 和 280 Hz 处过零点, 而实部曲线在 185 和 315 Hz 处达到 1, 与图 3(b) 中吸收峰值所对应声波频率一致, 达到准完美吸声.

表 1 准完美吸声结构各吸声单元结构参数
Table 1. Structural parameters of each sound absorption unit of quasi-perfect sound absorption structure.

序号	t/mm	d/mm	D/mm	p
1	1	1	360	0.048
2	1	1	360	0.048
3	1	1	360	0.048
4	1	1	360	0.048
5	1	1	270	0.035
6	1	1	270	0.035
7	1	1	270	0.060
8	1	1	240	0.030
9	1	1	180	0.023
10	1	1	180	0.038
11	1	1	180	0.035
12	1	1	180	0.040

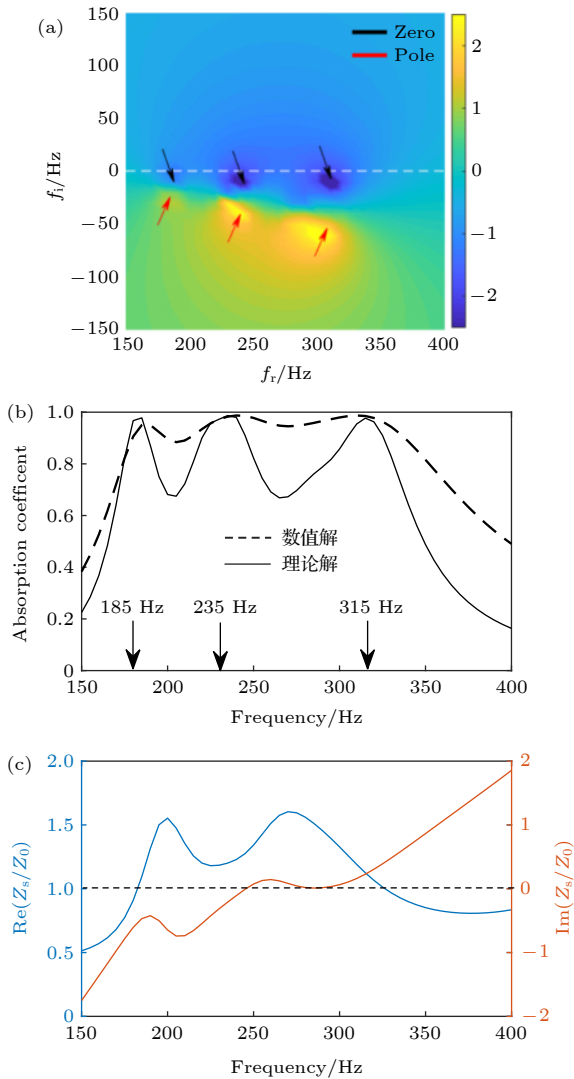


图 4 复合吸声结构的准完美吸声特性 (a) 反射系数零、极点分布; (b) 吸声性能曲线; (c) 声阻抗的实部与虚部
Fig. 4. Quasi-perfect sound absorption characteristics of composite sound absorption structure: (a) Zero and pole distributions of reflection coefficients on complex frequency plane; (b) sound absorption performance curve, The dotted line is the theoretical solution and the solid line is the numerical solution; (c) real and imaginary parts of relative impedance.

5 结 论

本文设计了一种由微穿孔板与多个折曲通道组合而成的复合吸声结构, 对该复合吸声器低频宽带吸声机理进行了详细分析, 并据此建立了理论解析模型与有限元数值分析模型, 完成了理论解和数值解的相互验证. 该复合吸声结构的吸声机理主要是声波与微穿孔板开孔处内壁的摩擦损耗. 据此, 本文并联设计多个不同等效长度的复合吸声结构, 并分析了其声波吸收的高效性及可调吸收特性. 结果表明, 该复合吸声结构与传统吸声结构相比, 设计结构简单, 具有深亚波长特性, 对低频噪声 (小于 500 Hz) 的吸收性能显著提高, 且吸声频带更宽, 在噪声控制工程当中具有很大的应用潜力. 实现了以下工程设计目标: 在复合吸声结构整体厚度为 60 mm 时, 实现了在 200—500 Hz 频段内, 理论平均吸声系数达到 0.8 的低频高效吸声. 在复合吸声结构整体厚度为 90 mm 时, 实现了在 180—350 Hz 频段内, 多处理论吸声峰值达到 0.95 的准完美吸声.

参考文献

- [1] Chen W J, Liu S T 2012 *Noise Vibra. Contrl.* **032** 177 (in Chinese) [陈文炯, 刘书田 2012 噪声与振动控制 **032** 177]
- [2] Maa D Y 1998 *J. Acoust. Soc. Am.* **104** 2861
- [3] Huang S B, Li S M, Wang X, Mao D X 2017 *Appl. Acoust.* **126** 114
- [4] Ma G C, Sheng P 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501595
- [5] Long H Y, Cheng Y, Tao J C, Liu X J 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 023502
- [6] Ma G C, Yang M, Xiao S W, Yang Z Y, Sheng P 2014 *Nat. Mater.* **13** 873
- [7] Wu X X, Fu C X, Li X, Meng Y, Gao Y B, Tian J X, Wang L, Huang Y Z, Yang Z Y, Wen W J 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 043501
- [8] Cheng Y, Zhou C, Yuan B G, Wu D J, Wei Q, Liu X J 2015 *Nat. Mater.* **14** 1013
- [9] Wang Y, Zhao H G, Yang H B, Zhong J, Wen J H 2017 *Europhys. Lett.* **120** 54001
- [10] Wang Y, Zhao H G, Yang H B, Zhong J, Zhao D, Lu Z L, Wen J H 2018 *J. Appl. Phys.* **123** 185109
- [11] Yang M, Chen S Y, Fuab C X, Sheng P 2017 *Mater. Horiz.* **4** 673
- [12] Jiang X, Liang B, Li R Q, Zou X Y, Yin L L, Cheng J C 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 243505
- [13] Yang M, Sheng P 2017 *Annu. Rev. Mater. Res.* **47** 83
- [14] Zhu Y F, Fan X D, Liang B, Cheng J C, Jing Y 2017 *Phys. Rev. X* **7** 021034
- [15] Huang S B, Zhou Z L, Li D T, Liu T, Wang X, Zhu J, Li Y 2020 *Sci. Bull.* **65** 373
- [16] Zhu Y F, Donda K, Fan S W, Cao L Y, Assouar B 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 114002
- [17] Chen W Y, Wu F, Wen J H, Ju Z G, Yao L Y, Zhao H G, Wang Y, Xiao Y 2020 *Jpn. J. Appl. Phys.* **59** 045503
- [18] Wu F, Xiao Y, Yu D L, Zhao H G, Wang Y, Wen J H 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 151901
- [19] Zhang H, Liang B, Zou X Y, Yang J, Cheng J C 2017 *Appl. Phys. Express* **10** 027201
- [20] Liu L, Chang H T, Zhang C, Hu X H 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 083503

SPECIAL TOPIC—Metamaterials

Design of subwavelength broadband hybrid sound absorption structure based on micro-perforated plate and coiled channels*

Wu Fei¹⁾²⁾ Huang Wei²⁾ Chen Wen-Yuan²⁾ Xiao Yong¹⁾
Yu Dian-Long¹⁾ Wen Ji-Hong^{1)†}

1) (*Laboratory of Science and Technology on Integrated Logistics Support, College of Intelligence Science and Technology, National University of Defense Science and Technology, Changsha 410073, China*)

2) (*College of Engineering and Technology, Southwest university, Chongqing 400715, China*)

(Received 12 March 2020; revised manuscript received 24 June 2020)

Abstract

In this paper, we propose a hybrid subwavelength broadband sound absorber based on micro perforated plate and multiple coiled channels. And the mechanism of low frequency broadband sound absorption of the hybrid sound absorber is analyzed in detail. Based on this, the theoretical analysis model and the finite element numerical analysis model are established, and the mutual verification of theoretical and numerical solutions is completed. The structure can theoretically achieve the low-frequency and high-efficiency sound absorption with an average absorption coefficient of 0.8 in a frequency band of 200–500 Hz when the overall thickness of the sound absorbing structure is 60 mm. At the same time when the overall thickness is 90 mm, quasi-perfect sound absorption with peaks up to 0.95 in a frequency range of 180–350 Hz is realized theoretically. The composite sound absorption structure has a certain application prospect in engineering low frequency noise in future.

Keywords: micro-perforated plate, coiled channels, hybrid sound absorber, low frequency sound absorption

PACS: 43.90.+v, 02.60.Cb, 02.60.Pn

DOI: [10.7498/aps.69.20200368](https://doi.org/10.7498/aps.69.20200368)

* Project supported by China Postdoctoral Fund (Grant No. 2018M643827), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11702226), Central University Fund of China (Grant No. XDJK2020B020), and the Major Project of Natural Science Foundation (Grant Nos. 11991032, 11991034).

† Corresponding author. E-mail: wenjihong@vip.sina.com



基于场变换理论的大角度涡旋电磁波生成方法

冯加林 施宏宇 王远 张安学 徐卓

Wide-angle method for vortex electromagnetic wave generation using field transformation

Feng Jia-Lin Shi Hong-Yu Wang Yuan Zhang An-Xue Xu Zhuo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 135201 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200365

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200365>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

平板式螺旋相位板的设计与应用

Design and application of flat spiral phase plate

物理学报. 2019, 68(5): 054102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181677>

利用衍射光栅探测涡旋光束轨道角动量态的研究进展

Progress of detecting orbital angular momentum states of optical vortices through diffraction gratings

物理学报. 2018, 67(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171899>

基于场变换的毫米波半波片设计

Millimeter-wave half-waveplate based on field transformation

物理学报. 2018, 67(7): 070201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171774>

长周期多芯手征光纤轨道角动量的调制

Modulation of orbital angular momentum in long period chirally-coupled-cores fiber

物理学报. 2019, 68(6): 064211 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182036>

一种宽角域散射增强超表面的研究

Research of a wide-angle backscattering enhancement metasurface

物理学报. 2018, 67(19): 198101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181053>

汉克-贝塞尔光束在海洋湍流信道中的螺旋相位谱分析

Analysis of orbital angular momentum spectra of Hankel-Bessel beams in channels with oceanic turbulence

物理学报. 2018, 67(11): 114201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180155>

专题：超材料

基于场变换理论的大角度涡旋电磁波生成方法*

冯加林¹⁾ 施宏宇^{1)†} 王远²⁾ 张安学²⁾ 徐卓³⁾

1) (西安交通大学, 多功能材料与结构教育部重点实验室, 西安 710049)

2) (西安交通大学, 电子与信息学部, 西安 710049)

3) (西安交通大学, 电子陶瓷与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

(2020年3月12日收到; 2020年6月13日收到修改稿)

场变换是一种与入射角度无关的新型电磁变换方法, 可对电磁波极化和阻抗进行调控. 本文提出了一种基于场变换理论的大角度入射涡旋电磁波产生方法. 基于该方法设计了一种用于涡旋电磁波生成的人工媒质, 并通过对其仿真验证了所提出的方法. 设计的人工媒质为多层环形结构, 可以透射生成 2 阶涡旋电磁波, 并且具有较好的入射角度稳定性, 在 60°斜入射时仍能产生涡旋电磁波.

关键词: 轨道角动量, 场变换, 大角度入射, 涡旋电磁波

PACS: 52.35.Mw, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.69.20200365

1 引言

电磁波携带能量和动量, 动量可以分为线动量和角动量, 其中角动量包括由偏振决定的自旋角动量 (spin angular momentum, SAM) 和由光场空间分布决定的轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM)^[1]. 自旋角动量与电磁波的极化有关. 轨道角动量则描述了波前围绕电磁波传播方向所在轴的旋转, 从而形成涡旋电磁波, 单光子携带的轨道角动量表示为 $l\hbar$, 其中拓扑荷数 l 为任意整数, \hbar 为约化普朗克常数, 不同的 l 代表了不同的 OAM 模式. l 取值可以从负无穷到正无穷, 不同的 OAM 态相互正交^[2]. 将 l 作为调制参数, 将不同的信息调制到不同模式的 OAM 涡旋波上可以实现同一载频下拥有无穷多个相互独立的轨道角动量的信道, 这对提升通信系统的信道容量有着重大意义. 这种通信方法可应用在自由空间通信、光纤通信^[2] 和量子通信^[3,4] 中. 此外, OAM 波还在

超分辨率图像^[5]、光镊^[6]、数据存储^[7] 等领域有很大的潜力.

常规产生携带 OAM 的轨道角动量的方法有: 螺旋相位板 (spiral phase plate, SPP)^[8-10]、q 板^[11]、计算全息法^[12]、天线阵列^[13] 等, 但有着加工难度大、尺寸较大、所生成的 OAM 模式单一或者转换率不高等缺点. 近年来利用超表面可以使电磁波产生相位突变的特点产生 OAM 波已经成为研究热点, 其中主要有基于谐振模式的超表面涡旋光束控制^[14]、基于几何相位调控的涡旋光束产生^[15,16] 和基于传输相位的涡旋光束^[17] 等方法. 2016 年, Yue 等^[18] 利用几何相位的原理设计了一种理论上实现了接近 100% 效率的 OAM 反射超表面. Yang 等^[19] 实现了平面波垂直入射和斜入射下 OAM 波的生成, 但其斜入射的角度较小, 为 18°. 目前大多数的研究都集中在反射型生成 OAM^[19-21], 基本上都是垂直或者小角度入射生成 OAM 波, 所以在在大角度入射情况下透射生成 OAM 波的问题亟待研究.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61871315) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: honyo.shi1987@gmail.com

场变换 (field transformation, FT) 方法是一种调控电磁波极化和阻抗的理论方法. 它由麦克斯韦方程组和预设的边界条件推演而来, 基于无源互易材料来控制电磁波传播^[22,23], 场变换方法与变换光学互补. 变换光学用于调控电磁波波前, 而场变换则用于调控电磁波极化和阻抗. 值得一提的是, 场变换能够在任意入射角度下控制每个电磁场分量阻抗和极化状态. 因此, 场变换方法被广泛用于波片^[24,25]、极化器^[26]和天线设计^[27]等研究中.

本文利用场变换理论与等效媒质理论, 提出了一种可在大角度入射下产生涡旋电磁波的方法, 并设计了一种可以透射产生涡旋电磁波的人工媒质, 通过数值仿真验证了所提方法的有效性. 实现的人工媒质具有较好的入射波角度稳定性, 在以 60° 的角度斜入射仍能生成 2 阶 OAM 电磁波, 这种方法也可以实现生成任意阶次的 OAM 波^[28].

2 理论分析与结构设计

2.1 场变换理论

场变换理论示意图如图 1 所示. 根据场变换理论, 对于一个在 xoy 平面传播的平面波, 利用介质进行场变换的过程可以描述为^[22]

$$\begin{pmatrix} E_z \\ iH_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_z^{(0)} \\ iH_z^{(0)} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中 E_z 为场变换后电场的 z 分量, H_z 为场变换后磁场的 z 分量, $E_z^{(0)}$ 为场变换前电场的 z 分量, $H_z^{(0)}$ 为场变换前磁场的 z 分量, ϕ 为场变换参数.

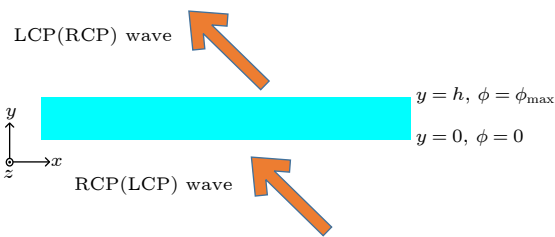


图 1 场变换示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the FT medium.

从 (1) 式可以看出, 场变换理论上与入射角度无关, 因此, 理论上可以设计出对入射角度不敏感的媒质. 当 ϕ 不为零时, 通过场变换理论可以得出介质的介电常数张量和磁导率张量如下^[19]:

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} n & 0 & A_y \\ 0 & n & A_x \\ A_y & -A_x & n \end{pmatrix}, \quad \bar{\mu} = \begin{pmatrix} n & 0 & -A_y \\ 0 & n & A_x \\ -A_y & A_x & n \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中, $A_x = \frac{1}{k_0} \frac{\partial \phi}{\partial x}$, $A_y = \frac{1}{k_0} \frac{\partial \phi}{\partial y}$, k_0 为电磁波在自由空间中的波数. 如图 1 所示, 介质中的场和介质的参数在 z 方向是不变的, 介质在 y 方向的范围为 $y = 0$ 到 $y = h$, 即 h 表示介质的厚度, ϕ 在此处为电磁波在介质中的相位, $\phi = 0$ ($y = 0$) 到 $\phi = \phi_{\max}$ ($y = h$) 是线性变化的, $\phi = \phi_{\max}/h$ 与 x 无关的. 假设当 $\phi_{\max} = \pi/2$ ($y = h$) 时, 根据 (1) 式, 若此时入射波是 TE ($E_z = 0, iH_z = 0$) 极化, 则经过此介质后转换为 TM ($E_z = 0, iH_z = 1$) 极化波, 类似的入射的 TM 极化波可以转换为 TE 极化波, 此时介质可以视为半波片. 由于 ϕ 仅和 y 相关, 则 $A_x = 0$, 而 A_y 仅与频率相关. (2) 式可化简为

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} n & 0 & A \\ 0 & n & 0 \\ A & 0 & n \end{pmatrix}, \quad \bar{\mu} = \begin{pmatrix} n & 0 & -A \\ 0 & n & 0 \\ -A & 0 & n \end{pmatrix}, \quad (3)$$

式中 $A = A_y$. 但是在实际中, 想得到满足 (3) 式的介电常数张量和磁导率张量十分困难, 通过使用化简参数近似的方法可以将 (3) 式进一步化简^[24,29]:

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} n^2 & 0 & 2A \\ 0 & n^2 & 0 \\ 2A & 0 & n^2 \end{pmatrix}, \quad \bar{\mu} = 1, \quad (4)$$

由 $\bar{\epsilon}$ 的对称性, (4) 式中的媒质沿 y 轴旋转 45° 后可进行对角化. 此时, 经过实验近似后, 可用双折射结构来模拟这种介质. 人工双折射结构通常是将介电常数分别为 ϵ_1 和 ϵ_2 的两种材料以不同的厚度 t_1 , t_2 交替顺序堆叠而成的, 如图 2 所示. 与自然双折射材料相比, 人工双折射结构具有各向异性更强, 设计自由度高的特点. 根据双折射理论, 最终可以得到在 $x'y'z'$ 坐标系中双折射媒质等效介电常数和等效磁导率为

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{f_1 \epsilon_2 + f_2 \epsilon_1} & 0 & 0 \\ 0 & f_1 \epsilon_1 + f_2 \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & f_1 \epsilon_2 + f_2 \epsilon_1 \end{pmatrix}, \quad \bar{\mu} = 1, \quad (5)$$

其中 $f_1 = \frac{t_1}{t_1 + t_2}$, $f_2 = \frac{t_2}{t_1 + t_2}$ ^[30].

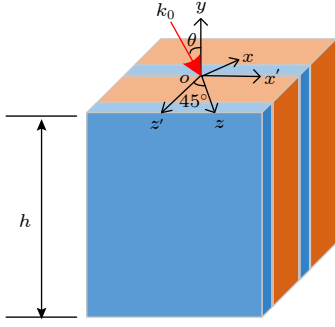


图 2 人工双折射材料: xyz 轴绕 y 轴旋转 45° 变成 $x'y'z'$, 入射波在 xy 平面内, θ 为入射角, k_0 是入射波的波数

Fig. 2. Artificial birefringence medium: The xyz coordinate is twisted along the y -axis by 45° to the $x'y'z'$ coordinate. The incident plane is xy plane, θ is the incident angle, k_0 is the wave vector of the incident wave.

$$\mathbf{J}^c = \begin{pmatrix} J_{++} & J_{+-} \\ J_{-+} & J_{--} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (J_{xx} + J_{yy}) + i(J_{xy} - J_{yx}) & (J_{xx} - J_{yy}) - i(J_{xy} + J_{yx}) \\ (J_{xx} - J_{yy}) + i(J_{xy} + J_{yx}) & (J_{xx} + J_{yy}) - i(J_{xy} - J_{yx}) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

其中 \mathbf{J}^c 为圆极化分解时的琼斯矩阵, J_{++} 为右旋圆极化分量电场的同极化转化效率; J_{+-} 为右旋圆极化分量电场的交叉极化转化效率; J_{-+} 为左旋圆极化分量电场的交叉极化转化效率; J_{--} 为左旋圆极化分量电场的同极化转化效率; J_{xx} 为 x 方向极化分量电场的同极化转化效率; J_{xy} 为 x 方向极化

利用等效介质理论计算出这两种介质叠加时的等效介电常数, 该理论要求两种材料的厚度要远小于波长, 等效介电常数为

$$\varepsilon_{x'} = \varepsilon_{y'} = \frac{\varepsilon_1 + \eta\varepsilon_2}{1 + \eta},$$

$$\frac{1}{\varepsilon_{z'}} = \frac{1}{1 + \eta} \left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{\eta}{\varepsilon_2} \right), \quad \eta = \frac{t_2}{t_1}. \quad (6)$$

2.2 结构设计

对于透射型的人工双折射介质, 入射电磁波和透射电磁波的极化状态可以用琼斯矩阵 \mathbf{J} 描述^[31], 当电磁波沿着 z 方向入射到人工双折射介质上, 将电磁波按照圆极化分解:

分量电场的交叉极化转化效率; J_{yy} 为 y 方向极化分量电场的同极化转化效率; J_{yx} 为 y 方向极化分量电场的交叉极化转化效率. 当 $J_{xx} = -J_{yy} = 1$ 且 $J_{xy} = J_{yx}$ 时, 以入射法线方向为轴将该反射体旋转 α 角, 此时线极化的琼斯矩阵变为

$$\mathbf{J}(\alpha) = \begin{pmatrix} J_{xx} \cos(2\alpha) - J_{xy} \sin(2\alpha) & J_{xx} \sin(2\alpha) + J_{xy} \cos(2\alpha) \\ J_{xx} \sin(2\alpha) + J_{xy} \cos(2\alpha) & J_{xy} \sin(2\alpha) - J_{xx} \cos(2\alpha) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

圆极化琼斯矩阵变为

$$\mathbf{J}^c(\alpha) = \begin{pmatrix} 0 & e^{-2i\alpha} (J_{xx} - iJ_{xy}) \\ e^{2i\alpha} (J_{xx} + iJ_{xy}) & 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

当 $J_{xy} = J_{yx} = 0$ 时, 此时 (8) 式和 (9) 式变为

$$\mathbf{J}(\alpha) = J_{xx} \begin{pmatrix} \cos(2\alpha) & \sin(2\alpha) \\ \sin(2\alpha) & -\cos(2\alpha) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{J}^c(\alpha) = J_{xx} \begin{pmatrix} 0 & e^{-2i\alpha} \\ e^{2i\alpha} & 0 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

此时琼斯矩阵变成对角矩阵, 可以将其等效为半波片的琼斯矩阵, 这意味着左旋圆极化(右旋圆极化)在透射后成为右旋圆极化(左旋圆极化). 同时, 引入了一个统一的相位系数 $e^{\pm 2i\alpha}$, 称为 Pancharatnam-Berry 相位, 也被称为几何相位^[32].

如图 3 所示, 当入射波沿着 y 方向入射到图 2 中的人工双折射材料单元上时, 将单元绕 y 轴旋转角度 α , 可以引起 2α 的相位改变. 为了产生 OAM, 几何相位被用于构建 OAM 定义要求的相位轮廓 $e^{il\phi}$. 因此为实现 l 模式的 OAM 波, 单元需要被设

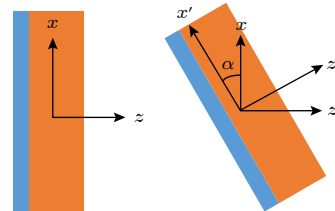


图 3 Pancharatnam-Berry(几何)相位, 入射波沿 y 方向照射到单元上, 单元绕 y 轴旋转 α , 带来 2α 的相位变化

Fig. 3. Pancharatnam-Berry phase: When the EM wave incident on the unit along y direction, and the unit rotates α around the y axis, the phase changed 2α .

计为有 $l\phi$ 的相位改变, 即 $\alpha = \pm l\phi/2$. 符号取决于入射圆极化波的极化状态. 当 $J_{xx} = -J_{yy} = \pm 1$, $J_{xy} = J_{yx} = 0$ 时, 可以实现 OAM 波的生成 [31]. 根据以上的理论分析, 最终设计出的单元如图 4 所示.

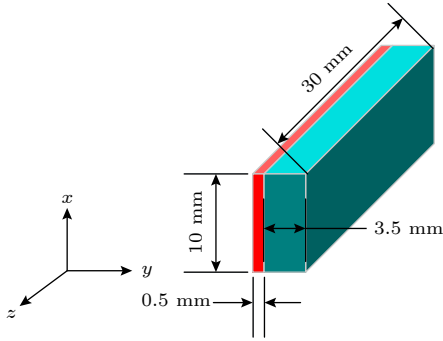


图 4 单元模型
Fig. 4. The model of unit cell.

单元模型由两种介质组成, 红色部分介质为 Arlon1000, 其介电常数为 10, 蓝色部分介质为介电常数为 1.14 的泡沫, 两种介质的损耗角正切分别为 0.0023 和 0.00877, 厚度分别为 0.5 和 3.5 mm, 在 x 方向的长度为 10 mm, z 方向的长度为 30 mm. 电磁波沿着 z 方向入射到单元上, 经过仿真得到该单元 J_{xx} , J_{yy} 的幅度如图 5(a) 所示, J_{xx} 和 J_{yy} 的相位如图 5(b) 所示, 在 12.75 GHz 时, J_{xx} 与 J_{yy} 的相位差为 180° , 故该模型可以在 12.75 GHz 附近实现几何相位.

J_{xy} 和 J_{yx} 的幅度如图 6 所示. 可见 J_{xy} 和 J_{yx} 的幅度都低于 -80 dB, 接近于 0. 从以上的仿真结果可知, 单元满足 J_{xx} 和 J_{yy} 的幅度相等且相位相反, J_{xy} 和 J_{yx} 的幅度都接近为 0.

将上述单元绕波的入射方向即 z 方向旋转成圆环状, 即旋转 360° , 根据对几何相位的分析可知, 可以引起 720° 的相位变化. 最终旋转得到的圆环如图 7 所示, 其半径为 200 mm, 一共有 100 个介质圆环.

3 仿真结果与分析

在仿真圆环时使用左旋圆极化的高斯波束沿着 z 方向入射到介质圆环的上方, 穿过圆盘后透射到介质圆环的下方. 高斯波束的束腰距离介质圆环的表面为 188 mm, 束腰半径为 60 mm, 当高斯波束垂直入射时, 在 13 GHz 时的透射波中右旋圆极化分量的电场幅度和相位如图 8 所示.

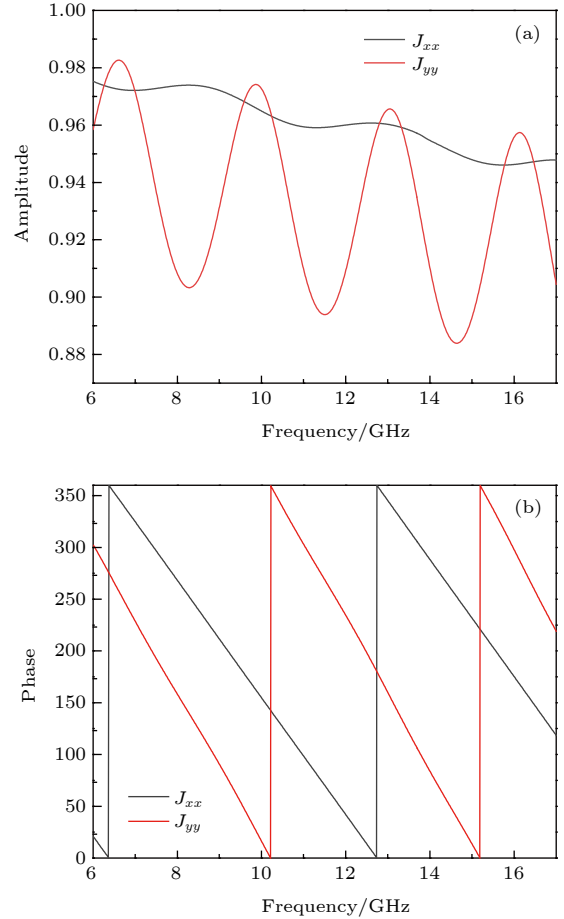


图 5 (a) J_{xx} 和 J_{yy} 的幅度; (b) J_{xx} 和 J_{yy} 的相位
Fig. 5. (a) The amplitude of J_{xx} and J_{yy} ; (b) the phase of J_{xx} and J_{yy} .

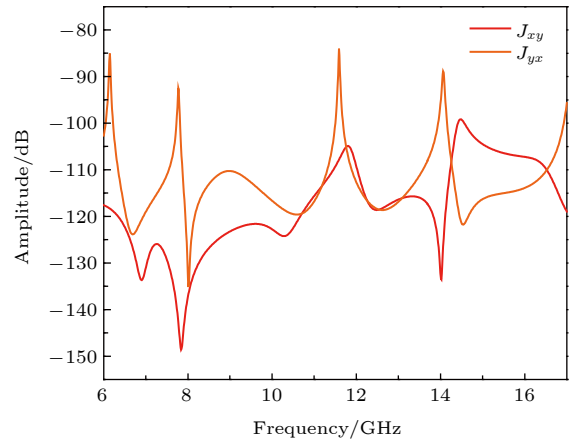


图 6 J_{xy} 和 J_{yx} 的幅度
Fig. 6. The amplitude of J_{xy} and J_{yx} .

图 8(b) 给出了此时在介质圆环周围的电场分布. 由于相位奇点的存在, 右旋圆极化波分量的中心位置幅度非常小 (如图 8(c) 所示), 而能量集中在圆环状区域中. 相位如图 8(d) 所示, 可见相位从 0 变化到了 4π , 成涡旋状, 因此可见右旋圆极化

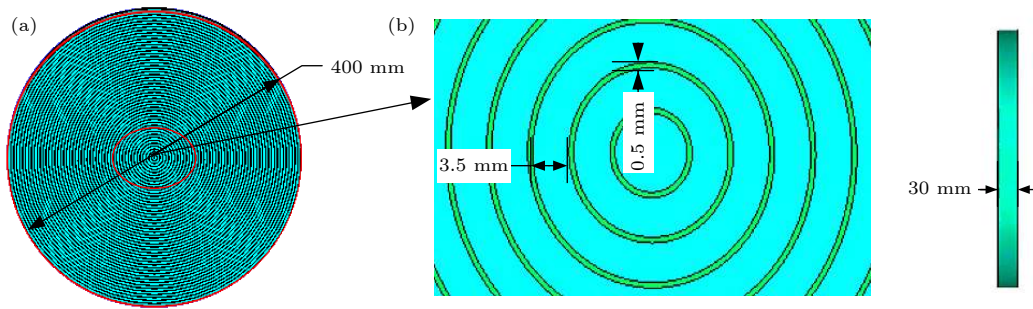


图 7 (a) 旋转所形成的介质圆环的主视图, 由 100 个圆环组成每个圆环的半径为 4 mm; (b) 介质圆环的侧视图

Fig. 7. (a) Main view of dielectric rings, it's consists of 100 rings with radius of 4 mm and thickness of dielectric rings is 30 mm; (b) side view of dielectric rings.

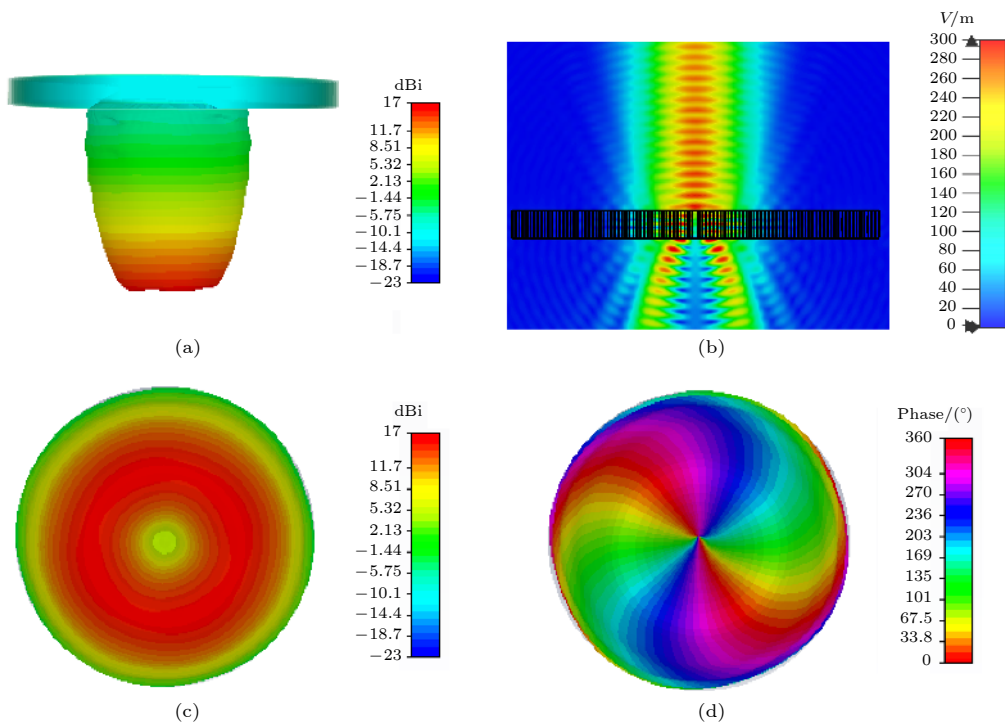


图 8 (a) 垂直入射的透射波; (b) 介质圆环周围空间的电场分布; (c) 13 GHz 时右旋圆极化波的幅度; (d) 13 GHz 时右旋圆极化波的相位

Fig. 8. (a) The transmission wave while incident angle is 0° ; (b) E -field distribution around dielectric rings; (c) amplitude of RCP wave at 13 GHz; (d) phase of RCP wave at 13 GHz.

分量作为交叉极化分量携带了 2 模式的 OAM, 该模型的转化效率非常高. 表 1 列出了不同频点右旋分量的最大值. 可见该模型的带宽比较宽, 在 11—15 GHz 内均可较高效率地产生 OAM 波.

改变高斯波束的入射角度, 当 20° 斜入射时, 13 GHz 时透射波的右旋圆极化分量的电场幅度和相位如图 9 所示. 其中介质圆环的电场如图 9(b) 所示, 可见在 20° 斜入射时有一部分高斯波束在圆环的上方被反射, 透射电磁波仍然具有明显的相位极点, 右旋圆极化波电场能量分布依然为圆环状. 右旋圆极化波的幅度分布为圆环形, 中心的相位奇

点非常明显, 中心幅度非常小, 圆环处幅度比较大, 为 17.2 dBi, 其转换效率仍然较高. 如图 9(d) 所

表 1 垂直入射时不同频点的右旋分量的最大值
Table 1. Maximum values of RCP at different frequencies when normal incidence.

频率/GHz	右旋圆极化分量最大值/dBi
11	14.70
12	15.80
13	16.90
14	17.30
15	17.50

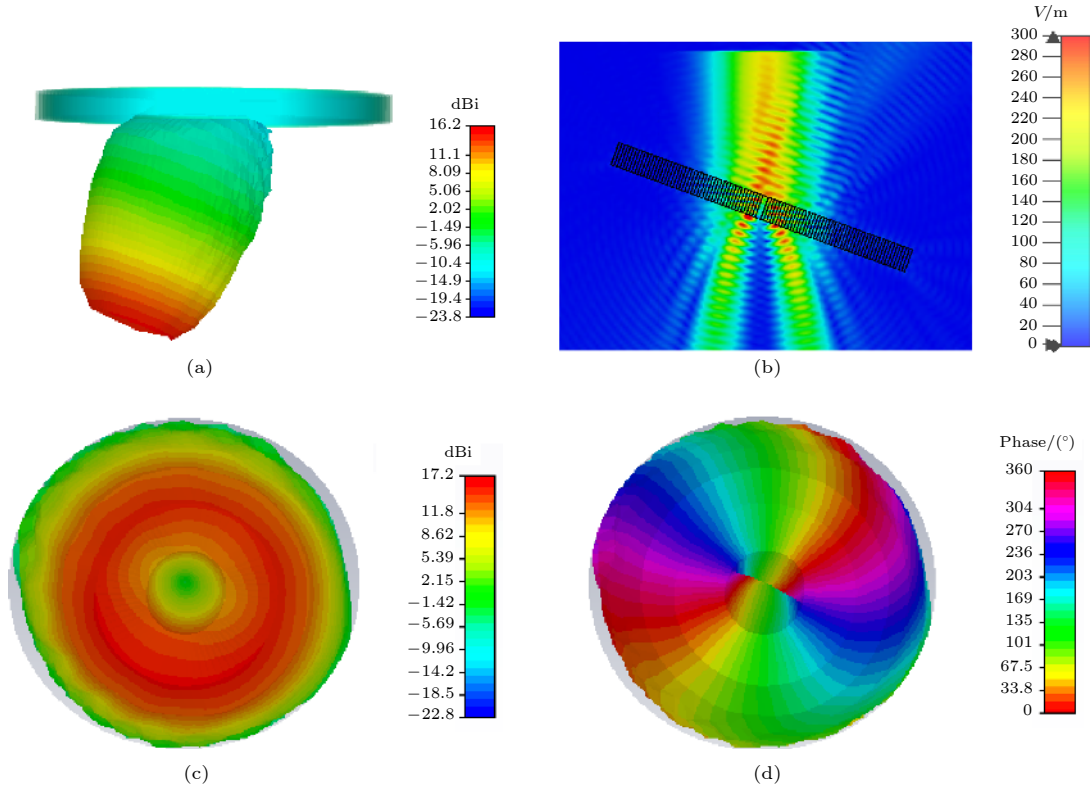


图 9 (a) 20°斜入射时的透射波; (b) 介质圆环周围空间的电场分布; (c) 20°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的幅度; (d) 20°斜入射时在 13 GHz 的右旋圆极化波的相位

Fig. 9. (a) The transmission wave while incident angle is 20°; (b) *E*-field distribution around dielectric rings; (c) amplitude of RCP wave at 20° oblique incidence; (d) phase of RCP wave at 20° oblique incidence.

示, 相位呈螺旋状, 从 0 变化到了 720°, 所以透射电磁波的右旋圆极化分量仍然携带了 2 模式的 OAM 波. 表 2 列出了 20°斜入射时不同频点右旋分量的最大值.

表 2 20°斜入射时不同频点的右旋分量的最大值
Table 2. Maximum values of RCP at different frequencies when incident angle is 20°.

频率/GHz	右旋圆极化分量最大值/dBi
11	15.30
12	16.10
13	17.20
14	17.70
15	17.40

该模型在 20°斜入射时, 产生的透射电磁波的交叉极化分量中携带了 2 模式的 OAM, 并且在 13 GHz 时转化效率很高, 其右旋圆极化分量为 17.2 dBi, 在 14 GHz 时右旋圆极化分量为 17.7 dBi, 14 GHz 时右旋圆极化分量大于 13 GHz 时的右旋圆极化分量, 由此可见中心频率变为 14 GHz, 带宽较宽. 相比垂直入射, 性能基本没有变化.

当入射角度为 40°时, 13 GHz 时透射波的右旋圆极化分量的电场幅度和相位如图 10 所示. 其中介质圆环周围空间的电场分布如图 10(b) 所示, 能明显观察到反射波束的电场; 透射电磁波的右旋圆极化分量的幅度如图 10(c) 所示, 有明显的相位奇点, 中心位置幅度很小, 但是最大值分布位置相比垂直入射时有变化, 最大值为 17.4 dBi, 转换效率很好; 相位分布如图 10(d) 所示, 相位依然是从 0 变化到了 4π , 呈螺旋状, 证明右旋圆极化分量为 2 模式的 OAM 波, 然而相比于垂直入射的情况, 分布不再均匀.

表 3 给出了入射角为 40°时不同频点右旋分量的最大值. 入射角为 40°时, 能够在 13 GHz 时较高效率地转化产生 OAM 波, 且 OAM 模式为 2. 在 13 GHz 时右旋圆极化分量为 17.4 dBi, 在 14 GHz 时右旋圆极化分量为 18.6 dBi, 14 GHz 时右旋圆极化波的幅度大于 13 GHz 时右旋圆极化波的幅度, 相比垂直入射, 中心频率也变为 14 GHz, 效率有一定的下降, 转化出 OAM 波的效果也不如垂直入射时效果好.

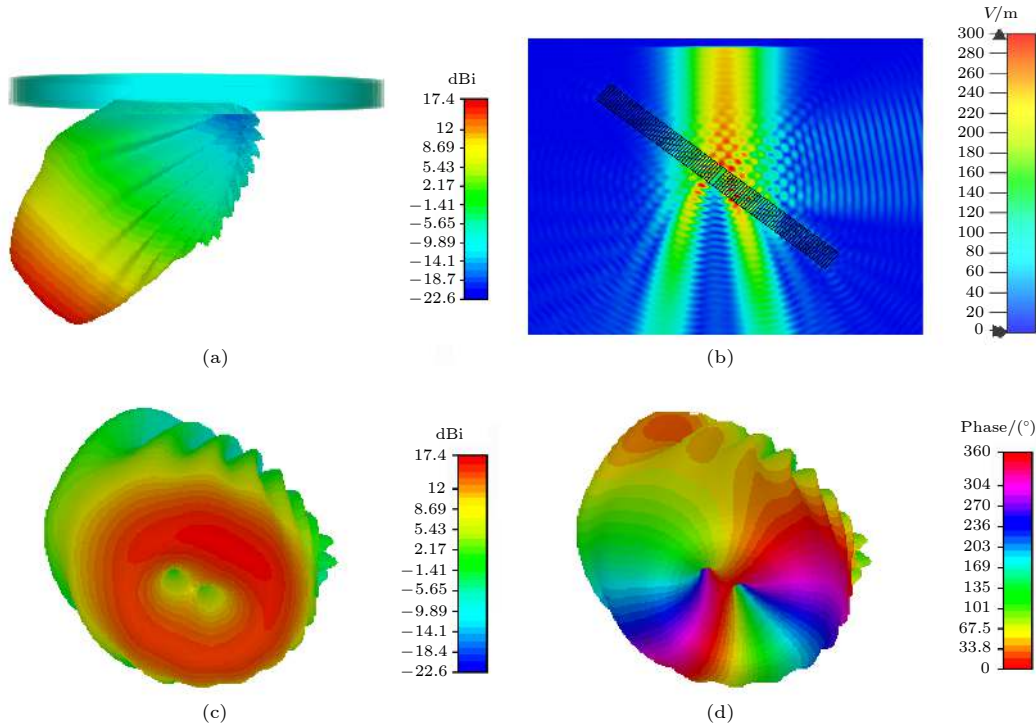


图 10 (a) 40°斜入射时的透射波; (b) 介质圆环周围空间的电场分布; (c) 40°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的幅度; (d) 40°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的相位

Fig. 10. (a) The transmission wave while incident angle is 40°; (b) *E*-field distribution around dielectric rings; (c) amplitude of RCP wave at 40° oblique incidence; (d) phase of RCP wave at 40° oblique incidence.

表 3 40°斜入射时不同频点右旋分量的最大值
Table 3. Maximum values of RCP at different frequencies when incident angle is 40°.

频率/GHz	右旋圆极化分量最大值/dBi
11	16.0
12	16.7
13	17.4
14	18.6
15	18.5

当波束的入射角为 50°时, 13 GHz 的透射右旋圆极化分量的电场幅度和相位如图 11 所示. 当波束的入射角为 50°时, 此时模型周围空间的电场分布如图 11(b) 所示, 透射电磁波的右旋圆极化分量的幅度如图 11(c) 所示, 可以看到携带 2 模式 OAM 波的右旋圆极化分量的幅度最大值分布在两个圆环上, 其携带的 2 模式 OAM 波不纯, 有两个相位奇点. 在 13 GHz 这一频率该模型的转化效率有所下降. 相位分布如图 11(d) 所示, 绕该透射电磁波一周相位有 4π 的变化, 但相位奇点非常明显地分成了两个, 且相位分别不均匀, 此时携带的 2 模式 OAM 不纯净.

表 4 列出了 50°斜入射时不同频点的右旋分量的最大值. 可知 50°斜入射时, 该模型可以转化入射的圆极化电磁波为交叉极化的 OAM 波, 但转换效率与前面的情况相比下降明显, 反射分量更大, 转化的中心频率向高频移动, 但此时仍能产生 2 模式的 OAM 波.

表 4 50°斜入射时不同频点的左旋和右旋分量的最大值
Table 4. Maximum values of RCP at different frequencies when incident angle is 50°.

频率/GHz	右旋圆极化分量最大值/dBi
11	16.8
12	17.2
13	17.6
14	18.6
15	19.6

当高斯波束以 60°角入射时, 13 GHz 时透射右旋圆极化分量的电场幅度和相位如图 12 所示. 其中图 12(b) 给出了 60°入射时介质圆环周围的电场分布, 而透射电磁波的右旋圆极化分量的幅度如图 12(c) 所示, 可以看到携带 2 模式 OAM 波的右

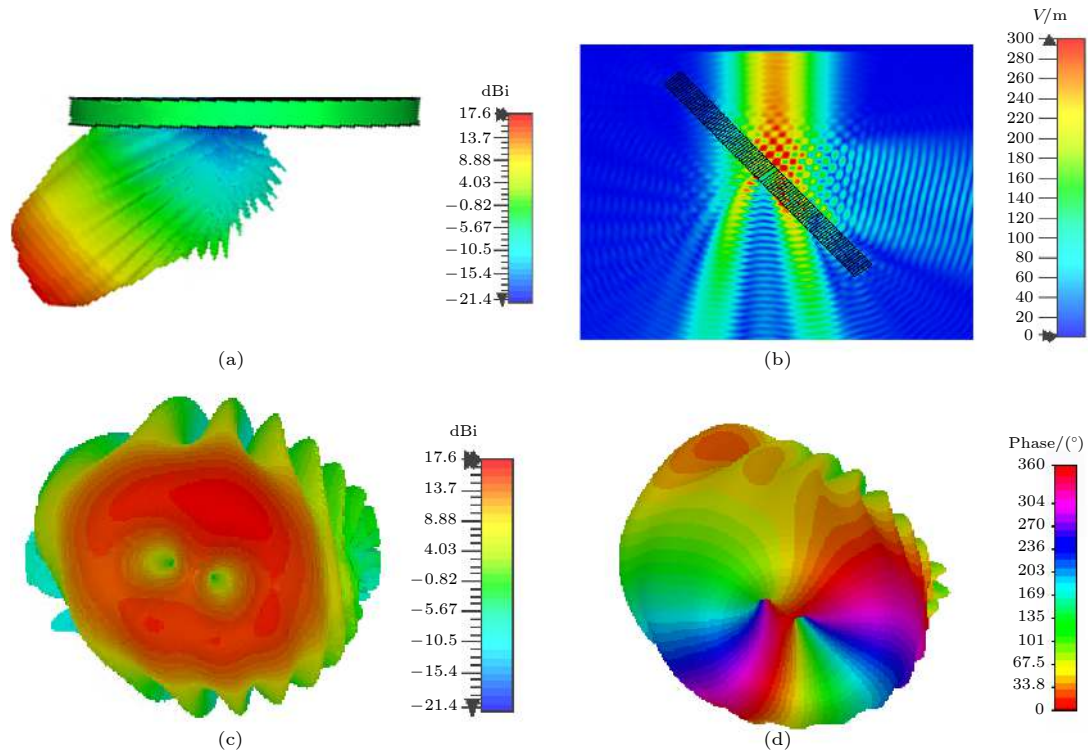


图 11 (a) 50°斜入射时的透射波; (b) 介质圆环周围空间的电场分布; (c) 50°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的幅度; (d) 50°斜入射时在 13 GHz 的右旋圆极化波的相位

Fig. 11. (a) The transmission wave while incident angle is 50°; (b) *E*-field distribution around dielectric rings; (c) amplitude of RCP wave at 50° oblique incidence; (d) phase of RCP wave at 50° oblique incidence.

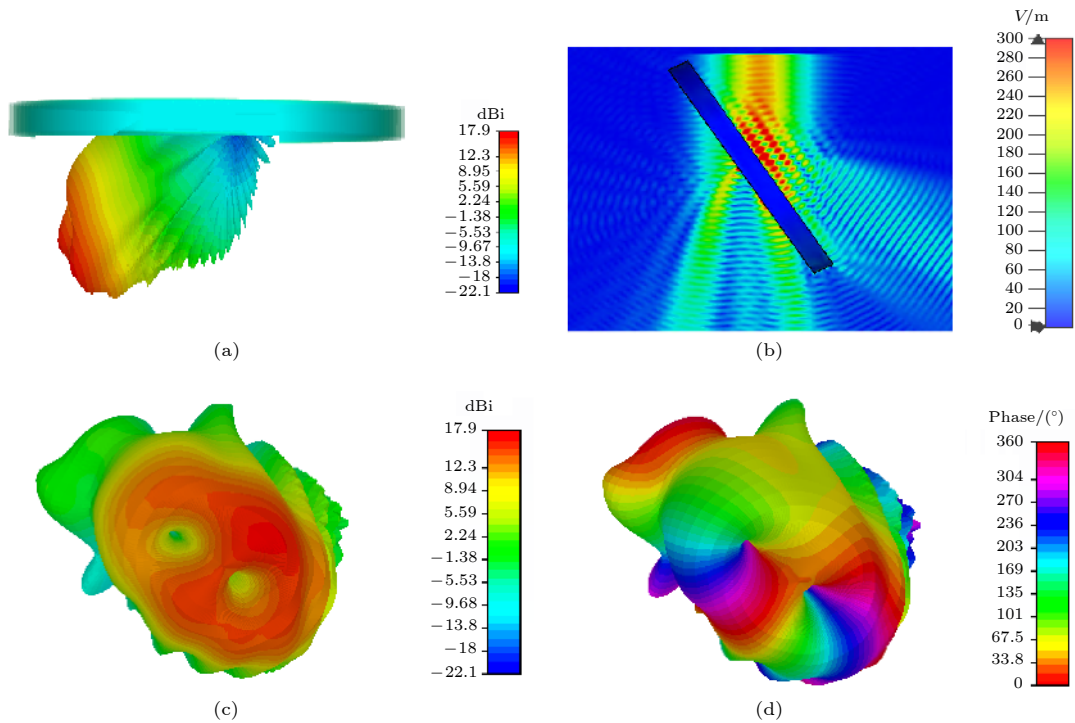


图 12 (a) 60°斜入射时的透射波; (b) 60°入射时介质圆环周围的电场分布; (c) 60°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的幅度; (d) 60°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的相位

Fig. 12. (a) The transmission wave while incident angle is 60°; (b) *E*-field distribution around dielectric rings at 60° oblique incidence; (c) amplitude of RCP wave at 60° oblique incidence; (d) phase of RCP wave at 60° oblique incidence.

旋圆极化分量的幅度最大值明显地分布在两个圆环上, 证明其携带的 2 模式 OAM 波不纯, 有两个相位奇点. 在 13 GHz 这一频率该模型旋转 60° 后转化效率下降明显. 相位分布如图 12(d) 所示, 绕该透射电磁波一周相位有 4π 的变化, 但相位奇点非常明显地分成了两个, 且相位分别不均匀, 说明该分量的电磁波携带了不纯净的 2 模式的 OAM.

表 5 60°斜入射时不同频点的左旋和右旋分量的最大值

Table 5. Maximum values of RCP at different frequencies when incident angle is 60°.

频率/GHz	右旋圆极化分量最大值/dBi
11	16.1
12	16.9
13	17.9
14	18.5
15	19.6

表 5 列出了 60°斜入射时不同频点的右旋分量的最大值. 可见 60°斜入射时, 该模型可以转化入射的圆极化电磁波为交叉极化的 OAM 波, 但转换效率相比垂直入射和小角度斜入射时低很多, 会产生较多的反射分量. 转化的中心频率更加明显地向高频移动, 虽然其性能有所下降, 但仍能明显观察到电磁波携带了轨道角动量.

4 结 论

本文利用场变换理论, 提出了一种大角度涡旋电磁波产生方法. 并基于场变换理论和简化参数近似方法设计了一种大角度涡旋电磁波产生媒质, 构建出了产生 2 模式的 OAM 波的整体透射模型. 该模型有着对入射角度不敏感的特性, 在 60°斜入射时仍能生成 OAM 波, 实现了广角入射转化产生 OAM 波. 此方法也可用于设计实现反射型和任意模态涡旋电磁波生成媒质.

参考文献

[1] Bliokh K Y, Bekshaev A Y, Nori F 2013 *New J. Phys.* **15** 33026
 [2] Menglin C, Li J, Wei S 2018 *Appl. Sci.* **8** 362
 [3] Wang J, Yang J Y, Fazal I M 2012 *Nat. Photonics* **6** 488
 [4] Su Z K, Wang F Q, Lu Y Q, Jin R B, Liang R B, Liu S H

2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3016 (in Chinese) [苏志锷, 王发强, 路铁群, 金锐博, 梁瑞生, 刘颂豪 2008 物理学报 **57** 3016]
 [5] Lemaitre-Auger P, Abielmona S, Caloz C 2013 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **61** 1838
 [6] David G 2003 *Nature* **424** 810
 [7] Liu Y D, Gao C Q, Gao M W, Li F 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 854 (in Chinese) [刘义东, 高春清, 高明伟, 李丰 2007 物理学报 **56** 854]
 [8] Oemrawsingh S S R, Houwelingen J A W, Eliel E R, Woerdman J P, Versteegen E J K, Kloosterboer J G 2004 *Appl. Opt.* **43** 688
 [9] Beijersbergen M W, Coerwinkel R P C, Kristensen M, Woerdman J P 1994 *Opt. Commun.* **112** 321
 [10] Turnbull G A, Robertson D A, Smith G M, Allen L, Padgett M J 1996 *Opt. Commun.* **127** 183
 [11] Marrucci L, Manzo C, Paparo D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 163905
 [12] Paterson C, Smith R 1996 *Opt. Commun.* **124** 121
 [13] Mohammadi S M, Daldorff L K S, Bergman J E S, Karlsson R L, Thide B, Forozesh K 2010 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **2** 565
 [14] Genevet P, Yu N, Aieta F, Lin J, Kats M A, Blanchard R 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 1
 [15] Pu M, Li X, Ma X, Wang Y, Zhao Z, Wang C 2015 *Sci. Adv.* **1** e1500396
 [16] Huang L, Chen X, Holger Mühlenbernd, Li G, Zhang S 2012 *Nano Lett.* **12** 5750
 [17] Arbabi A, Horie Y, Bagheri M 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 937
 [18] Yue F, Wen D, Xin J, Gerardot B D, Li J, Chen X 2016 *ACS Photonics* **6** 00392
 [19] Yang H, Niu J, Zhang K, Ding X, Wu Q 2016 IEEE International Conference on Electronic Information and Communication Technology (ICEICT) Harbin, China, August 20–22, 2016 p552
 [20] Tamburini F, Mari E, Thide B, Barbieri C, Romanato F 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 204102
 [21] Vaishnavi V, Priya V G, Sharmila Devi A, Manoj Kumar M, Venkatesh S, Sundaram G A 2014 International Conference on Communication and Signal Processing Melmaruvathur, India, April 3–5, 2014 p1414
 [22] Liu F, Liang Z, Li J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 033901
 [23] Liu F, Li J S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 103902
 [24] Zhao J M, Zhang L H, Li J S, Feng Y J, Dyke A, Haq S, Hao Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 17532
 [25] Shi H Y, Hao Y 2013 *Opt. Express* **26** 20132
 [26] Shi H, Giddens H, Hao Y 2019 *IET Microwaves Antennas Propag.* **13** 1450
 [27] Shi H Y, Giddens H, Hao Y 2017 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **16** 2869
 [28] Chen M L N, Jiang L J, Sha W E I 2019 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **18** 477
 [29] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2016 *Science* **314** 977
 [30] Born M, Wolf E, Bhatia A B 2002 *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light 7th* (expanded) (Cambridge: Cambridge University Press) pp220–225
 [31] Chen M L N, Jiang L J, Sha W E I 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 064506
 [32] Kang M, Chen J, Wang X, Wang H 2012 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **29** 572

SPECIAL TOPIC—Metamaterials

Wide-angle method for vortex electromagnetic wave generation using field transformation*

Feng Jia-Lin¹⁾ Shi Hong-Yu^{1)†} Wang Yuan²⁾ Zhang An-Xue²⁾ Xu Zhuo³⁾

1) (*Key Laboratory for Multifunctional Materials and Structures, Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

2) (*Faculty of Electronics and Information, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

3) (*Key Laboratory for Electronic Materials Research Laboratory, Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

(Received 12 March 2020; revised manuscript received 13 June 2020)

Abstract

The Field transformation (FT) is a novel theory for controlling the polarization and impedance of electromagnetic waves, which is independent on the angle of incidence. Thus, the FT method is superior for wide-angle devices design. In this paper, we propose a wide-angle method for generating vortex beam based on the FT theory. According to this method, an artificial media for vortex beam generation is designed and simulated, which demonstrates the proposed method. The designed artificial media is a multi-layered structure, which can generate vortex beam of order 2 with an incident angle stability up to 60°.

Keywords: orbital angular momentum, field transformation, wide-angle, vortex beam

PACS: 52.35.Mw, 42.25.Ja

DOI: [10.7498/aps.69.20200365](https://doi.org/10.7498/aps.69.20200365)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61871315).

† Corresponding author. E-mail: honyo.shi1987@gmail.com