

◇ 研究报告 ◇

一种减小尺寸的声彩虹捕获效应结构*

陆文佳^{1,2} 毕亚峰^{1,2} 贾晗^{1,2} 杨军^{1,2†}

(1 中国科学院噪声与振动重点实验室(声学研究所) 北京 100190)

(2 中国科学院大学 北京 100049)

摘要 该文提出了一种减小尺寸的彩虹捕获效应结构,在铁板上刻上深度相同的空气凹槽阵列并加入周期性缝板单元,通过调节缝宽得到不同的等效折射率。该文对 1000 Hz~2000 Hz 的声波进行仿真实验,仿真结果表明不同频率的声波被局域在不同的位置,即实现了彩虹捕获效应。由于局域处声波群速度很小,局域处声场能量得到很大的提升。相对于传统的深度渐变的空气凹槽结构,我们的结构尺寸更小,可调性更强,更容易实现对低频声波的捕获效应。该结构具有能量加强和声波空间分离的效应,相信在声吸收、声波识别等领域有着潜在的应用前景。

关键词 彩虹捕获效应,缝板,减小尺寸,能量集中

中图法分类号: O422.2 文献标识码: A 文章编号: 1000-310X(2018)02-0214-06

DOI: 10.11684/j.issn.1000-310X.2018.02.005

A size-reduced acoustic rainbow trapping structure

LU Wenjia^{1,2} BI Yafeng^{1,2} JIA Han^{1,2} YANG Jun^{1,2}

(1 Key Laboratory of Noise and Vibration Research, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(2 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract In this paper, we propose a size-reduced acoustic rainbow trapping structure by inserting several layers of crack plates in an array of air grooves. The grooves are decorated in the iron plate with equal depth. By changing the gap between the two plates, different effective refractive indices can be obtained. The performances of the structure are validated by simulations from 1000 Hz to 2000 Hz. The acoustic waves with different frequencies stop propagating ahead and trapped at different positions of the air groove grating which is called rainbow trapping. The intensity of acoustic field is effectively enhanced near the propagation stop position due to the slow group velocity. Compared with the traditional graded air groove grating, this structure has a reduced size and is more controllable. In addition, it is more possible to realize the wave trapping in low frequency. We believe that such system with the capability of energy concentration and wave spatial arrangement by frequencies has potential applications in acoustic wave absorption and sensing.

Key words Rainbow trapping, Crack plate, Size-reduced, Energy concentration

2017-03-17 收稿; 2017-06-01 定稿

*国家自然科学基金项目(11304351)

作者简介: 陆文佳(1993-), 女, 江苏常州人, 硕士研究生, 研究方向: 声超常材料。

†通讯作者 E-mail: jyang@mail.ioa.ac.cn

1 引言

近几年来,慢波结构由于其在光学减震、光信号处理等方面潜在的应用前景而得到了人们的广泛关注。电磁波的慢波效应首先由Liu等^[1]观察发现,之后学者们提出更多的结构对该现象进行验证^[2-3]。由于结构本身的限制,慢波效应的频率适用范围往往被局限在窄带。为了得到宽频的慢波效应,Tsakmakidis等提出了彩虹捕获的概念^[4],使不同频率的电磁波被局域在不同位置^[5-12]。推广到声学领域,学者们也相继提出了一些结构来实现声波的慢波效应^[13-17],并实验验证了声波中的彩虹捕获效应^[18-19]。通常情况下,为了局域低频声波,传统的慢波结构需要较大的尺寸。对于声学器件而言,工作频带低频化和结构小型化是未来的发展趋势。因此,本文提出了一种减小尺寸的宽频彩虹捕获效应结构,在空气凹槽中插入周期性缝板单元,通过改变缝宽得到不同的等效折射率,从而调节工作频率,在保持凹槽深度不变的情况下对宽带低频的声波进行捕获。本文对1000 Hz~2000 Hz的声波进

行仿真实验,结果表明不同频率声波被局域在不同位置,实现了不同频率声波的空间分离,与理论预测结果一致,验证了结构的有效性。

2 模型与研究方法

传统的深度渐变的梯度凹槽结构如图1(a)所示。在一块铁板上刻蚀深度渐变的周期性矩形空气凹槽阵列,从而形成整体结构。结构一共包含80个凹槽,分为16组,每组由五个一模一样的凹槽构成。梯度结构的单元结构如图1(b)所示,空气凹槽排列的周期为 $a = 15\text{ mm}$,宽度为 $w = 5\text{ mm}$ 。结构中空气凹槽的深度 h 从左到右逐渐线性增加,改变量为 $\Delta h = 2.84\text{ mm}$, h 由 42.52 mm 增加至 85.12 mm 。

我们先对该结构的声波色散特性进行分析。图1(c)为利用有限元方法计算得到的不同深度的空气凹槽单元的声波色散曲线。横轴为波矢,纵轴为频率。图中黑色的直线是空气的色散曲线,由上至下的曲线即为不同深度单元深度 h 从 42.52 mm 到 85.12 mm 的色散曲线。由图1(c)可知,所有的声波色散曲线都有相似的变化规律:在波矢很小的时

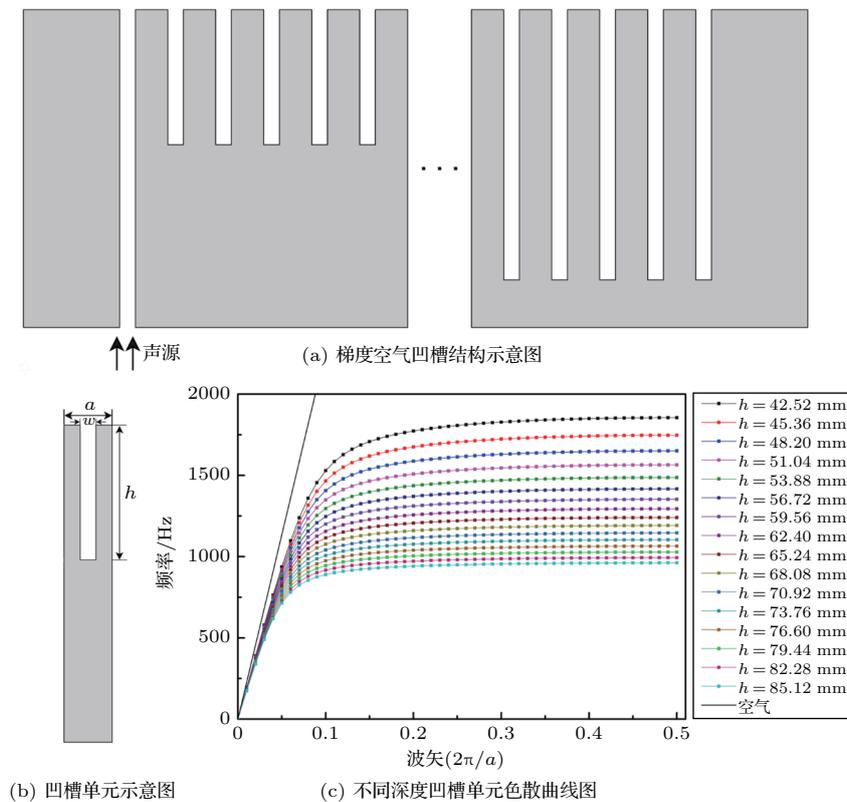


图1 梯度空气凹槽结构模型及单元色散曲线

Fig. 1 The model of the graded groove grating and the dispersion curves of the units with different groove depths

候, 声波色散曲线与空气的色散曲线几乎重合; 随着波矢的增大, 声波的色散曲线开始偏离空气色散线, 并逐渐变得平坦; 当波矢到达布里渊区边界时, 此时色散曲线变得几乎水平。由声波传播时群速度的表达式 $v = \partial\omega/\partial k$ 可知, 水平的色散曲线意味着对应模式的声波群速度接近于零, 声波将不能继续往前传播, 此时对应的频率为声波截止频率。由图 1(c) 中可知, 随着凹槽深度的增加, 声波色散曲线的截止频率逐渐降低。若想得到一个较低的截止频率, 势必需要深度较大的空气凹槽, 此时整个结构体积较大, 不利于实际应用。

为了减小结构尺寸并保持结构的低频有效性, 我们提出了一种加入缝板的等深度的凹槽阵列结构, 如图 2(a) 所示。同样, 结构包含 80 个凹槽, 分为 16 组, 每组由 5 个一模一样的凹槽构成。加上缝板的凹槽单元结构如图 2(b) 所示, 其周期为 $a = 15 \text{ mm}$, 空气凹槽的宽度为 $w = 5 \text{ mm}$, 结构中所有的凹槽深度都为 $H = 42.52 \text{ mm}$ 。缝板单元 (蓝色区域标出) 如细节图所示, 缝板厚度 $t = 2 \text{ mm}$, 缝宽为 q , 单元宽度即为空气凹槽宽度 $w = 5 \text{ mm}$, 单元周期 $T = 5 \text{ mm}$ 。结构中每个空气凹槽中, 沿深度方向都周期排列有 8 个缝板单元。

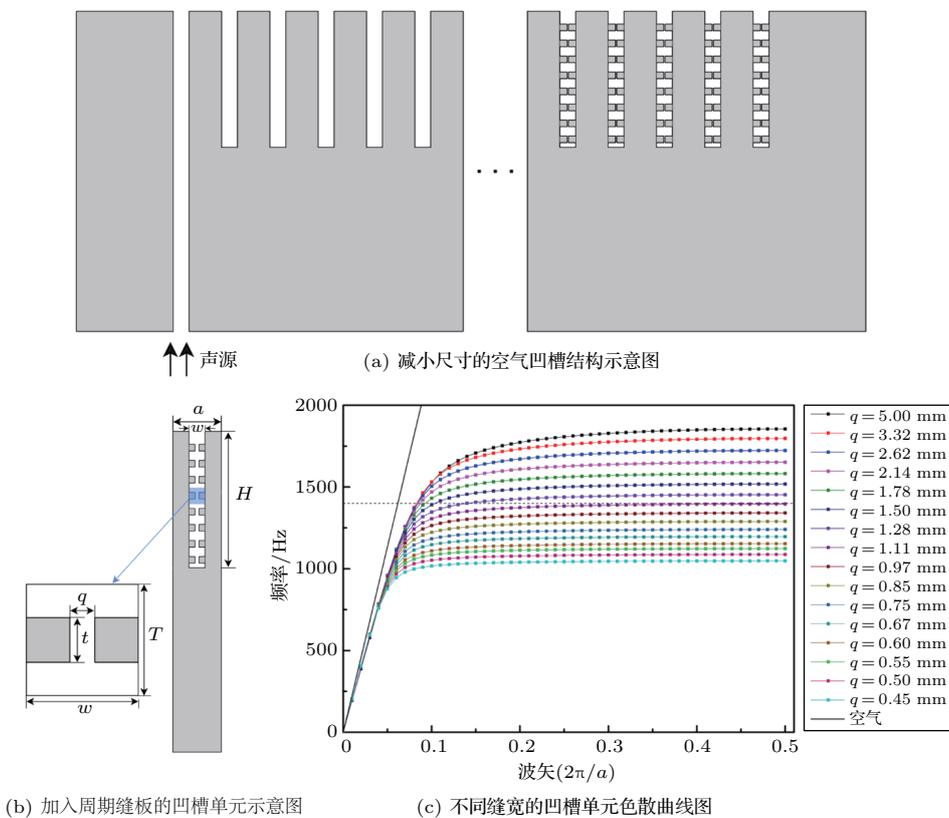


图 2 减小尺寸的空气凹槽结构模型及单元色散曲线

Fig. 2 The model of the size-reduced groove grating and the dispersion curves of the units with different gaps between the crack plates

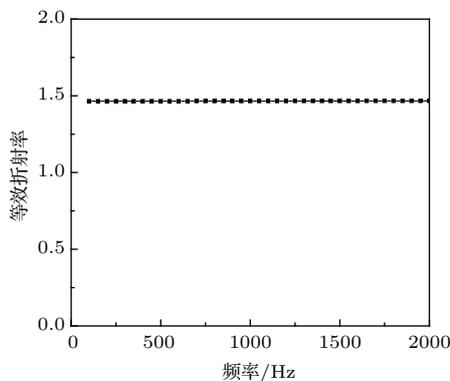
为了验证频率对单元参数的影响, 我们选取其中一个缝宽 $q = 1.11 \text{ mm}$ 的单元进行研究。利用参数检索法^[20], 得到该缝板单元等效折射率随频率的变化图, 如图 3(a) 所示。图中横轴为声波频率, 纵轴为该缝板单元的等效折射率。由图 3(a) 可知, 当声波频率小于 2000 Hz 时, 单元的等效折射率非常稳定, 几乎不随频率变化, 约为 1.48 。因此, 该缝板单元是一个具有宽频稳定的等效折射率的结构单元。

通过调整缝宽 q , 可以得到单元等效折射率随缝宽的变化关系, 如图 3(b) 所示。由图 3(b) 可知, 随着缝宽变大, 单元等效折射率随之变小。因此我们通过调整缝宽 q , 可以对单元的折射率进行控制, 从而在保持器件宽频有效的同时, 减小凹槽的深度。而由缝板单元带来的阻抗不匹配对整体结构性能影响较小, 此处可以忽略它的作用。利用参数检索法, 可以得到不同位置处缝板单元的缝宽, 由此构造出整

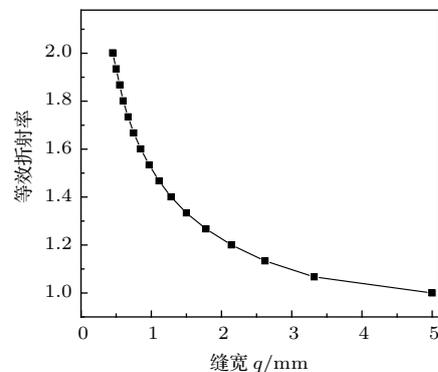
个减小尺寸的空气凹槽结构。在整体结构中,缝宽 q 从左到右由大变小,由 5 mm 减小至 0.45 mm。加入周期缝板后所有的凹槽单元的色散曲线图如图 2(c) 所示。图 2(c) 中黑色直线是空气的色散曲线,由上至下的曲线即为缝宽 q 从 5 mm 减小至 0.45 mm 的色散曲线。对比图 2(c) 与图 1(c), 相对应的单元色散曲线十分相似,其截止频率也几乎一致,经数值比较,误差最大不超过 100 Hz,从而验证了周期性缝板的有效性。在空气凹槽中加入周期性缝板,能够在减小深度的同时,保持结构色散曲线几乎不变。

以频率为 1400 Hz 的声波(图 2(c) 中水平黑色虚线所示)为例,进一步对结构上声波的传播特性进行分析。当声波在结构的最左端被激发时,所激发的模式位于黑色虚线与黑色点线(缝宽 $q = 5$ mm 时的色散曲线)的交叉点。当被激发的声波模式向右传播时,传至不同的加周期缝板的空气凹槽单元,其对应的模式(或波矢)也逐渐从左边色散曲线转移到右边的色散曲线上。由于整个声波的能量仍位于空气中,所以这里声波的波矢应该满足方程:

$$k_x^2 + k_y^2 = k_a^2, \quad (1)$$



(a) 缝板单元等效折射率随频率的变化曲线
(缝宽 $q = 1.1$ mm)



(b) 缝板单元等效折射率随缝宽的变化曲线

图3 缝板单元等效折射率随参数变化曲线

Fig. 3 The relationship curve between the effective refractive index of the unit and the two parameters

3 结果分析与讨论

为了更直观地观察结构效果,我们将利用二维有限元方法对频域空间中结构的声场分布进行仿真。仿真结构模型如图 2(a) 所示,仿真频率从 1000 Hz~2000 Hz,以 100 Hz 为步长,设置第一个空

其中, k_x 、 k_y 分别是声波在水平方向和垂直方向的波矢分量; k_a 是空气中体波波矢。由能带图可以看出,在 1400 Hz 与能带曲线的交点处,其波矢的水平分量均大于空气中的波矢,即 $k_x > k_a$, 因此波矢的垂直分量(k_y)为纯虚数,其大小反应了该声波模式在竖直方向的衰减速度。随着声波继续往右传播,其水平方向的传播波矢逐渐增大,同时竖直方向的虚数波矢也在增大,即声波在竖直方向衰减地更快,声波能量在结构表面附近局域地更强烈。由图 2(c) 可知,声波色散曲线与频率为 1400 Hz 的水平虚线交叉点处的曲率越来越小;当到达布里渊区边界时,曲率几乎为零。即随着波矢的变大,群速度慢慢变小,当到达布里渊区边界时,群速度几乎为零。所以由色散曲线的分布可以推测:当频率为 1400 Hz 的声波从左往右传播时,声波会越传越慢,最终在缝宽 $q = 1.11$ mm (对应截止频率为 1399 Hz) 的位置附近停止向前传播,且声波能量强烈地被局域在该位置。以此类推,当其他频率的声波从结构左端入射时,最终也将在某一结构单元位置附近停止向前继续传播,且声波能量被局域在该位置。因此,该结构可以实现对宽频声波的局域效果。

气凹槽左端铁块的位置为坐标轴原点。为了很好地激发结构上的声波,我们在原先的槽阵列的左端加入 13 个深度为 42.52 mm 的空气凹槽阵列(不加缝板),将点声源放置在最左端凹槽的下端,利用凹槽对点源发出声波的散射来激发衰减波模态。为了避免反射波的影响,在仿真中我们设置左右边界和上边界为完美匹配层边界。空气的密度为 1.21 kg/m^3 ,

声速为 340.15 m/s ; 铁的密度为 7870 kg/m^3 , 声速为 5280 m/s 。图4为三个不同频率 ($f = 1100 \text{ Hz}$, $f = 1400 \text{ Hz}$, $f = 1700 \text{ Hz}$) 声波的声压幅值分布图, 所有的场分布均按最大值进行归一。横轴为位置 x , 纵轴为归一化的声压幅值。由图4可知, 这三个频率的声波均被很好地激发并向右传播, 最终在结构的不同位置停止向右传播, 而声波能量也在传播停止的位置附近达到最大, 实现不同频率声波的空间分离, 即彩虹捕获效应。这也与我们之前从色

散关系图中预测的结果一致。

为了更清楚地理解声波传播的声学特性, 我们从图4中的声场分布中取出纵坐标为 15 mm 处的声压幅度线分布, 结果如图5所示, 横轴是位置 x , 纵轴是归一化的声压幅值, 频率分别为 1200 Hz , 1300 Hz , 1600 Hz 。由图5可知, 声波能量在传播停止的位置附近达到最大, 实现了对声波的有效局域。并且, 不同频率的声波被局域在不同位置, 从而实现了声波的空间分离, 即彩虹捕获效应。

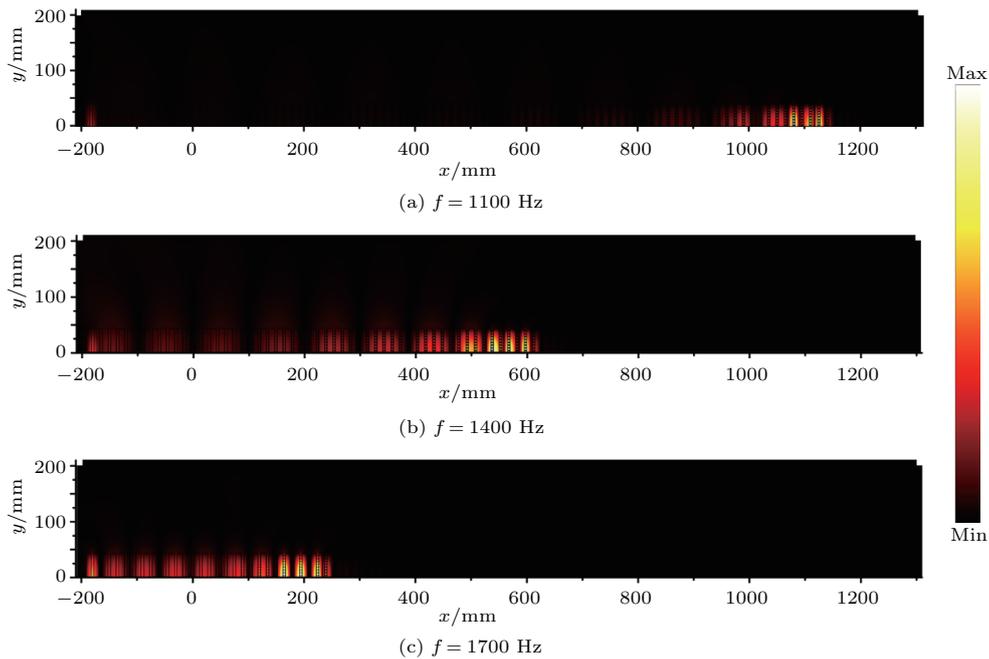


图4 各频率的归一化声压幅值分布图

Fig. 4 Normalized acoustic amplitude distributions for three different frequencies

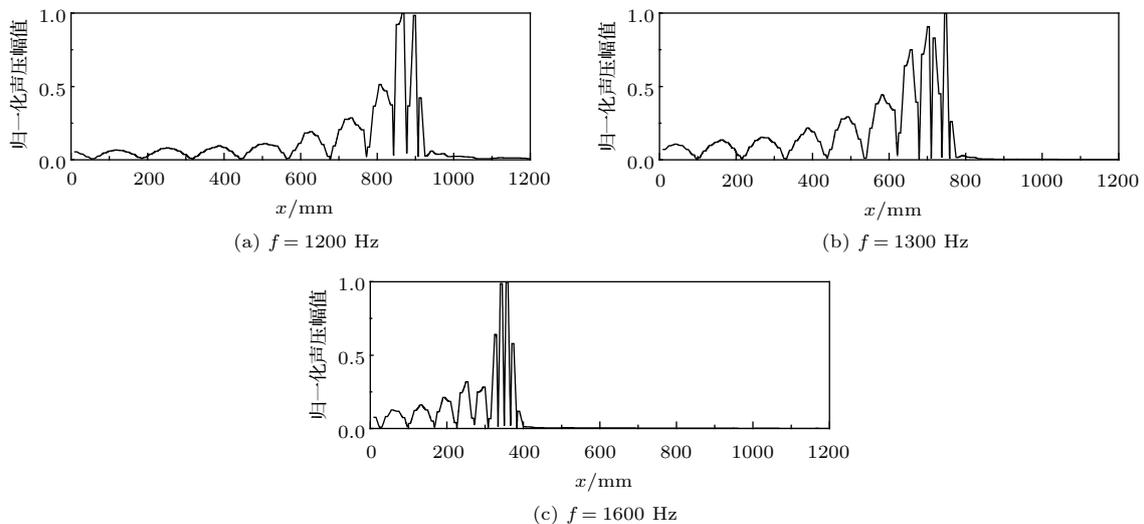


图5 各频率的归一化声压幅值分布图 ($y = 15 \text{ mm}$)

Fig. 5 Normalized acoustic amplitude distribution lines for three different frequencies (at $y = 15 \text{ mm}$)

4 结论

本文提出了一种减小尺寸的彩虹捕获效应模型,在空气凹槽阵列中加入周期排列缝板单元,通过调节缝宽控制单元的折射率大小,从而得到不同的工作频率。本文从声波的色散关系角度出发,分析了声波的传播特性——随着传播距离的增加群速度逐渐变慢并且局域性增强,最终在截止频率对应的单元处停止往前传播。利用有限元模型仿真验证了结构对声波的局域效果。相对于深度渐变的凹槽结构而言,该结构尺寸更小,可调性更强,宽频有效并且更容易对低频声波进行局域。同时结构所有凹槽深度都一致,整个体系是一个平整结构,更加容易在声学系统中进行集成。

参 考 文 献

- [1] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, et al. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses[J]. *Nature*, 2001, 409(6819): 490–493.
- [2] Vlasov Y A, O'Boyle M, Hamann H F, et al. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides[J]. *Nature*, 2005, 438(7064): 65–69.
- [3] Gersen H, Karle T J, Engelen R J P, et al. Real-space observation of ultraslow light in photonic crystal waveguides[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94(7): 073903.
- [4] Tsakmakidis K L, Boardman A D, Hess O. 'Trapped rainbow' storage of light in metamaterials[J]. *Nature*, 2007, 450(7168): 397–401.
- [5] Gan Q, Ding Y J, Bartoli F J. "Rainbow" trapping and releasing at telecommunication wavelengths[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102(5): 056801.
- [6] Gan Q, Fu Z, Ding Y J, et al. Ultrawide-bandwidth slow-light system based on THz plasmonic graded metallic grating structures[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100(25): 256803.
- [7] Williams C R, Andrews S R, Maier S A, et al. Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces[J]. *Nature Photon.*, 2008, 2(3): 175–179.
- [8] Gan Q, Gao Y, Wagner K, et al. Experimental verification of the rainbow trapping effect in adiabatic plasmonic gratings[J]. *P Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, 2011, 108(13): 5169–5173.
- [9] Jang M S, Atwater H. Plasmonic rainbow trapping structures for light localization and spectrum splitting[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107(20): 207401.
- [10] Kats M A, Woolf D, Blanchard R, et al. Spoof plasmon analogue of metal-insulator-metal waveguides[J]. *Opt. Express*, 2011, 19(16): 14860–14870.
- [11] Chen L, Wang G P, Gan Q, et al. Trapping of surface-plasmon polaritons in a graded Bragg structure: frequency-dependent spatially separated localization of the visible spectrum modes[J]. *Phys. Rev. B*, 2009, 80(16): 161106.
- [12] He S, He Y, Jin Y. Revealing the truth about 'trapped rainbow' storage of light in metamaterials[J]. *Sci. Rep.*, 2012, 2: 583.
- [13] Christensen J, Huidobro P A, Martín-Moreno L, et al. Confining and slowing airborne sound with a corrugated metawire[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, 93(8): 083502.
- [14] Mciver M. Acoustic wave trapping in one-dimensional axisymmetric arrays[J]. *Q. J. Mech. Appl. Math.*, 2011, 64(64): 401–414.
- [15] Robertson W M, Baker C, Bennett C B. Slow group velocity propagation of sound via defect coupling in a one-dimensional acoustic band gap array[J]. *Am. J. Phys.*, 2004, 72(2): 255–257.
- [16] Laude V, Beugnot J C, Benchabane S, et al. Simultaneous guidance of slow photons and slow acoustic phonons in silicon phoxonic crystal slabs[J]. *Opt. Express*, 2011, 19(10): 9690–9698.
- [17] Jia H, Lu M, Ni X, et al. Spatial separation of spoof surface acoustic waves on the graded groove grating[J]. *J. Appl. Phys.*, 2014, 116(12): 124504.
- [18] Zhu J, Chen Y, Zhu X, et al. Acoustic rainbow trapping[J]. *Sci. Rep.*, 2013, 3(7446): 542.
- [19] Ni X, Wu Y, Chen Z G, et al. Acoustic rainbow trapping by coiling up space[J]. *Sci. Rep.*, 2014, 4(7446): 7038.
- [20] Fokin V, Ambati M, Sun C, et al. Method for retrieving effective properties of locally resonant acoustic metamaterials[J]. *Phys. Rev. B*, 2007, 76(14): 144302.