

专题: 光学超构材料

赝局域有效介质理论*

宋彤彤¹⁾ 罗杰^{2)†} 赖耘^{1)‡}

1) (南京大学物理学院, 固体微结构物理国家重点实验室, 人工微结构科学与技术协同创新中心, 南京 210093)

2) (苏州大学物理科学与技术学院, 苏州 215006)

(2020年2月10日收到; 2020年3月5日收到修改稿)

有效介质理论在利用人工微结构材料拓展光学参数方面具有重要意义. 本文对电介质光子晶体等具有非局域性质的人工微结构材料发展了一种新的赝局域有效介质理论, 通过局域的有效介电常数 $\epsilon^{\text{p}}(\omega)$ 、局域的有效磁导率 $\mu^{\text{p}}(\omega)$ 、以及额外的波矢 \mathbf{k}_a 来描述其光学性质. 研究发现, 该赝局域有效介质兼具局域和非局域介质的性质, 在与 \mathbf{k}_a 垂直的晶面上表现出局域介质的光学性质, 而在与 \mathbf{k}_a 平行的晶面则表现出非局域介质的光学性质, 如负折射、全反射等. 进一步研究表明, 对于所有入射角的光波在穿过拥有奇数层结构单元的赝局域有效介质时, 都会出现额外的 π 相位差, 基于此设计了一种全角度相位光栅. 相对于传统的光学材料, 赝局域介质具有更加丰富有趣的光学性质, 有望在未来应用到更多的新型光学器件设计之中.

关键词: 赝局域有效介质, 有效介质理论, 光子晶体

PACS: 42.70.Qs, 78.67.Pt

DOI: 10.7498/aps.69.20200196

1 引言

随着现代光学的发展, 传统光学材料因其介电常数和磁导率等光学参数范围非常有限已不能满足发展的需求. 近年来, 超构材料^[1–12]、超构表面^[13–20]和光子晶体^[21–31]等领域的发展, 极大地拓展了材料的光学参数范围, 如负折射率^[1–4]、近零折射率^[6–12, 29–31]等. 在此基础上, 一些有效介质理论也发展了起来.

目前的有效介质理论按有效介质参数是否与波矢有关可以分为局域有效介质理论^[32–34]和非局域有效介质理论^[25]. 局域有效介质理论可以将材料的光学参数用 $\epsilon(\omega)$ 和 $\mu(\omega)$ 表示, 即有效介电常数和磁导率只与频率 ω 相关, 而与波矢 \mathbf{k} 无关. 一般来说, 天然材料的光学参数被认为是局域的,

超构材料和超构表面的有效光学参数通常也是局域的^[1–4]. 另一方面, 在非局域有效介质理论模型中, 有效介电常数和/或磁导率不仅与频率 ω 有关, 也与波矢 \mathbf{k} 有关, 具体的表达形式为 $\epsilon^{\text{p}}(\omega, \mathbf{k})$ 和 $\mu^{\text{p}}(\omega, \mathbf{k})$, 这样的非局域有效光学参数通常会出现一些光子晶体的有效介质模型中^[17].

本文基于传统的局域和非局域有效介质理论, 提出了一种新型有效介质理论, 即赝局域有效介质理论. 基于该赝局域有效介质理论得到的有效介质在一些晶面上表现出局域介质的性质, 而在其他晶面上则表现出非局域介质的性质. 于是把这类材料称为赝局域介质 (pseudo local medium, PLM), 其光学性质可以通过局域的有效介电常数 $\epsilon^{\text{p}}(\omega)$ 、局域的有效磁导率 $\mu^{\text{p}}(\omega)$ 、以及额外的波矢 \mathbf{k}_a 来表征. 在与 \mathbf{k}_a 垂直的晶面上, PLM 与其对应的局域光学材料 $\epsilon(\omega) = \epsilon^{\text{p}}(\omega)$ 和 $\mu(\omega) = \mu^{\text{p}}(\omega)$ 具

* 国家自然科学基金 (批准号: 11704271, 61671314, 11974176)、国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303702)、江苏省自然科学基金 (批准号: BK20170326) 和江苏省高等学校自然科学研究 (批准号: 17KJB140019) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: luojie@suda.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: laiyun@nju.edu.cn

有相同的折射和反射性质,而在与 \mathbf{k}_a 平行的晶面上, PLM 则会表现出非局域导致的奇异光学现象,如负折射、全反射等. 不仅如此,通过改变微结构还可以调控 PLM 的光学参数,基于此,可以进一步拓展光学参数可能的取值范围,创造出天然材料甚至超构材料中没有的光学参数,从而实现 PLM 与普通介质(如空气)的全角度阻抗匹配.

2 赝局域有效介质的理论、推导及实施方案例

这里提供一种用电介质光子晶体构造 PLM 的方法. 该光子晶体的结构单元如图 1(a) 所示,背景介质为空气,中心为一尺寸为 $0.5a \times 0.5a$ 的电介质(相对介电常数 $\varepsilon = 12$),其中 a 为光子晶体的晶格常数. 图 1(b) 展示了该光子晶体在横电偏振(电场沿着 z 方向)下的能带结构,其横坐标为选取的布里渊区高对称点之间的路径 (Γ - X - M - Γ),纵坐标为归一化频率 fa/c (f 为本征频率, c 为真空中光速). 图 1(c) 为第二支能带对应的等频率曲线图,

从图 1(c) 可以看到,在 $0.32 < fa/c < 0.36$ 的频率范围内,光子晶体的等频率曲线可以近似地看作是以 X 点为中心的椭圆曲线的一部分,这意味着该光子晶体的色散关系在这一频率区间内可近似用如下公式描述:

$$\frac{(k_x - k_a)^2}{\mu_y^p(\omega)} + \frac{k_y^2}{\mu_x^p(\omega)} = \varepsilon_z^p(\omega) k_0^2, \quad (1)$$

其中, $\varepsilon_z^p(\omega)$, $\mu_x^p(\omega)$ 和 $\mu_y^p(\omega)$ 分别为有效介电常数的 z 分量、有效磁导率的 x 和 y 分量; k_x 和 k_y 分别为 x 和 y 方向上的波矢分量; k_0 ($k_0 = \omega/c$) 是真空波数; k_a ($k_a = \pi/a$) 为光子晶体色散的平移波数.

基于上述色散关系,可以找到这种 PLM 对应的局域介质(local medium counterpart, LMC),其相对介电常数和相对磁导率分别为 $\varepsilon_z(\omega) = \varepsilon_z^p(\omega)$, $\mu_x(\omega) = \mu_x^p(\omega)$ 和 $\mu_y(\omega) = \mu_y^p(\omega)$,相应色散关系为 $k_x^2/\mu_y(\omega) + k_y^2/\mu_x(\omega) = \varepsilon_z(\omega) k_0^2$. 与 PLM 的色散关系((1)式)对比可知,二者等频率曲线的区别只在于 k_x 的偏移. 值得一提的是,该偏移并不会影响光波在 yz 界面的反射和折射方向,即光波在 PLM 和 LMC 的 yz 界面的反射和折射方向相同^[25,26]. 进

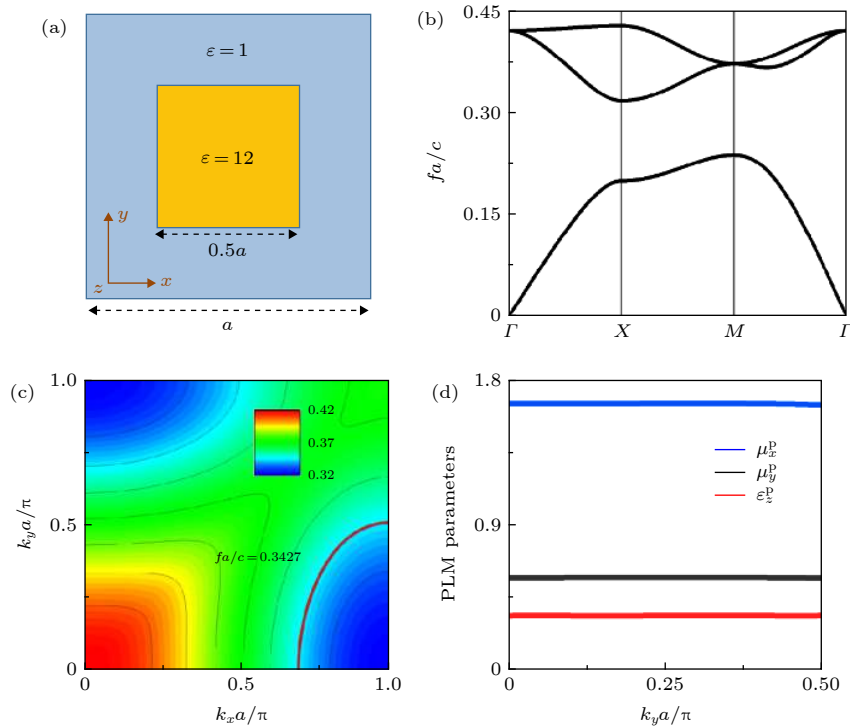


图 1 (a) 用于实现 PLM 的电介质光子晶体结构单元; (b) 横电偏振下光子晶体的能带图; (c) 第二支能带对应的等频率曲线,其中红色曲线为 $fa/c = 0.3427$ 时的等频率曲线; (d) 光子晶体的赝局域有效参数

Fig. 1. (a) Illustration of the unit cell of the dielectric photonic crystal for the realization of PLM; (b) band structures of the photonic crystal for transverse-electric polarization; (c) equal frequency contours in the second band; the red lines denote the equal frequency contour at $fa/c = 0.3427$; (d) pseudo-local effective parameters of the photonic crystal.

一步地, 如果 PLM 和 LMC 的 yz 界面的波阻抗 (即切向电场与切向磁场的比值) 也相同, 那么光波在 PLM 和 LMC 的 yz 界面的光学现象将完全相同. 根据局域介质理论可知, LMC 的 yz 界面上的波阻抗为^[25]

$$\begin{aligned} Z_{yz}^L &= -\omega\mu_0\mu_y^p(\omega)/k_x \\ &= -\omega\mu_0\sqrt{\mu_y^p(\omega)}/\sqrt{\varepsilon_z^p(\omega)k_0^2 - k_y^2/\mu_x^p(\omega)}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 μ_0 是真空磁导率. 由于 PLM 的波阻抗应与 LMC 的波阻抗相同, PLM 的波阻抗对任意 k_y 都应该满足 $Z_{yz}^P = Z_{yz}^L$. 结合 (1) 式可得

$$Z_{yz}^P = -\omega\mu_0\mu_y^p(\omega)/(k_x - k_a). \quad (3)$$

另一方面, 根据波阻抗的定义, PLM 的波阻抗也可通过以下公式求得

$$Z_{yz}^P = \langle E_z^{\text{PLM}} \rangle_{yz} / \langle H_y^{\text{PLM}} \rangle_{yz}, \quad (4)$$

其中 $\langle E_z^{\text{PLM}} \rangle_{yz}$ 和 $\langle H_y^{\text{PLM}} \rangle_{yz}$ 分别为 z 方向的本征电场和 y 方向的本征磁场在 yz 界面的平均值. 结合 (1) 式、(3) 式和 (4) 式, 可得光子晶体的赝局域有效参数为:

$$\begin{aligned} \mu_y^p(\omega) &= -[(k_x - k_a)/\omega\mu_0] \langle E_z^{\text{PLM}} \rangle_{yz} / \langle H_y^{\text{PLM}} \rangle_{yz}, \\ \mu_x^p(\omega) &= R^2(\omega) \mu_y^p(\omega), \\ \varepsilon_z^p(\omega) &= [(k_x - k_a)^2 / \mu_y^p(\omega) + k_y^2 / \mu_x^p(\omega)] / k_0^2, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 R 为椭圆等频率曲线的纵横比 (即等频率曲线椭圆的 k_y 方向半轴与 k_x 方向半轴的比值). 选取频率 $fa/c = 0.3427$ 为例, 算出不同 k_y 下的 $\mu_y^p(\omega)$, $\mu_x^p(\omega)$ 与 $\varepsilon_z^p(\omega)$, 如图 1(d) 所示, 从图 1(d) 可以看

出, 赝局域有效参数 $\mu_y^p(\omega)$, $\mu_x^p(\omega)$ 和 $\varepsilon_z^p(\omega)$ 几乎与 k_y 无关, 因此可以将这种光子晶体结构看作 PLM.

3 赝局域有效介质的性质

为了进一步验证上述光子晶体的赝局域特性, 基于 COMSOL Mutiphysics 有限元软件进行了数值仿真分析, 仿真结果如图 2 所示. 同样以频率 $fa/c = 0.3427$ 为例, 从图 1(d) 可知, 此时 PLM 的赝局域有效参数为 $\mu_y^p(\omega) = 0.57$, $\mu_x^p(\omega) = 1.65$ 以及 $\varepsilon_z^p(\omega) = 0.34$.

首先验证 PLM 与 LMC 在 yz 界面 (即与 \mathbf{k}_a 垂直的晶面) 上具有相同的光学性质. 采用厚度为 $20a$ 的平板模型, PLM 板和 LMC 板的左右均为空气. 在图 2(a) 和图 2(b) 中, 一束横电偏振的高斯光以 30° 入射角分别照射到 PLM 板 (即光子晶体平板) 和 LMC 板上, 从图 2(a) 和图 2(b) 可以看到, 光波在 PLM 板和 LMC 板的反射和折射几乎完全一致. 由此可见, 在 30° 入射角下, PLM 和 LMC 在与 \mathbf{k}_a 垂直的晶面上是完全等同的.

进一步地, 下面验证在所有入射角下, 在与 \mathbf{k}_a 垂直的晶面上, PLM 和 LMC 都是完全等同的. 将 PLM 板放到 LMC 的背景中, 图 3(a) 给出了光波在 PLM 板中的透射率随入射角的变化, 同时改变 PLM 板的厚度, 使其为 $6a$, $7a$, $8a$, $15a$, $20a$. 结果表明, 无论 PLM 板的厚度为多少, 当入射角小于 80° 时, 光波在 PLM 板中的透射率始终大于 98%, 验证了 PLM 与 LMC 在 yz 界面上对于所有入射角的光波都表现出等同性. 更直观地, 将一个横电偏振的点源放在厚度为 $6a$ 的 PLM 板的左侧,

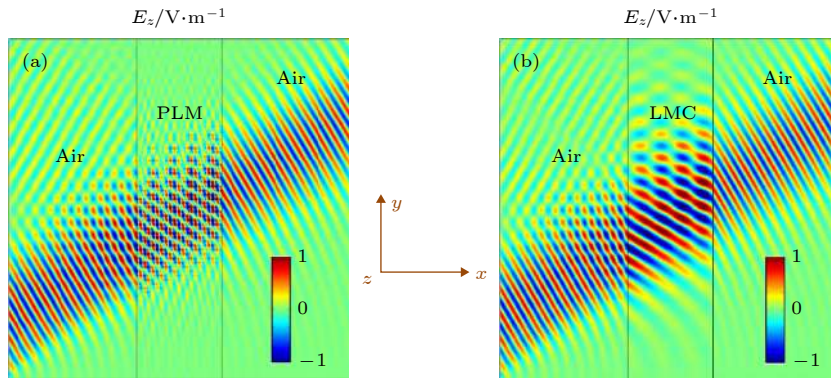


图 2 横电偏振的高斯波以 30° 入射角从空气照射到 (a) PLM 板和 (b) LMC 板上的电场分布图 (工作频率为 $fa/c = 0.3427$)

Fig. 2. Electric field-distribution for a transverse electric-polarized Gaussian beam incident from air onto the (a) PLM plate and (b) LMC plate under 30° -incidence at $fa/c = 0.3427$.

其电场分布如图 3(b) 所示, 从图 3(b) 可以看到, 在 PLM-LMC 边界上没有任何的反射和折射, 椭圆形的波前穿过 PLM 仍保持原来的形状传播, 形象地说, 在 LMC 中传播的光波“看不见”PLM 板, 因此可以认为, 对于所有入射角的光波, PLM 与它对应的 LMC 在与 k_a 垂直的晶面上是完全等同的.

其次, 验证 PLM 与 LMC 在 xz 界面 (即与 k_a 平行的晶面) 上不同的光学性质, 发现 PLM 的非局域性会在 xz 界面上引起一些如负折射、全反射等奇异的现象, 而这些现象在 LMC 中往往不存在.

仍以上述光子晶体构造的 PLM 为例, 图 4(a)

左图中红色椭圆曲线为 PLM 在 $fa/c = 0.3427$ 时的等频率曲线, 虚线方框为 PLM 的第一布里渊区范围, 灰色圆形曲线为与 LMC 阻抗匹配的各向同性介质在相同频率下的等频率曲线, 其相对介电常数 ϵ_b 和相对磁导率 μ_b 满足 $\mu_b \epsilon_b = \mu_x^p \epsilon_z^p$ 和 $\mu_b^2 = \mu_x^p \mu_y^p$, 从图 1(d) 可以看出, $\epsilon_b = 0.57$, $\mu_b = 0.97$. 该各向同性介质与 LMC 在 yz 面上阻抗相同, 因此也与 PLM 在 yz 面上阻抗相同. 基于这一特性, 选取该各向同性介质作为背景介质, 当光波从该背景介质入射到 PLM 的 yz 面时将不会有反射, 这样便于观察光波在 xz 面上的行为. 当一束光 a 从背景介质入

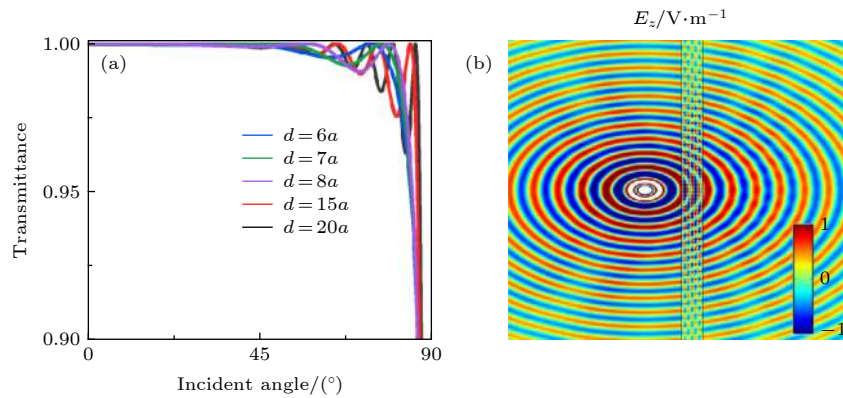


图 3 (a) 不同厚度的 PLM 板在 LMC 背景下的透射率随入射角的变化; (b) LMC 背景下将一电单极光源置于 PLM 板左侧时的电场分布图

Fig. 3. (a) Transmittance through the PLM plate as the function of the incident angle in the LMC background; (b) electric field-distribution when an electric monopole source is placed on the left side of the PLM plate in the LMC background.

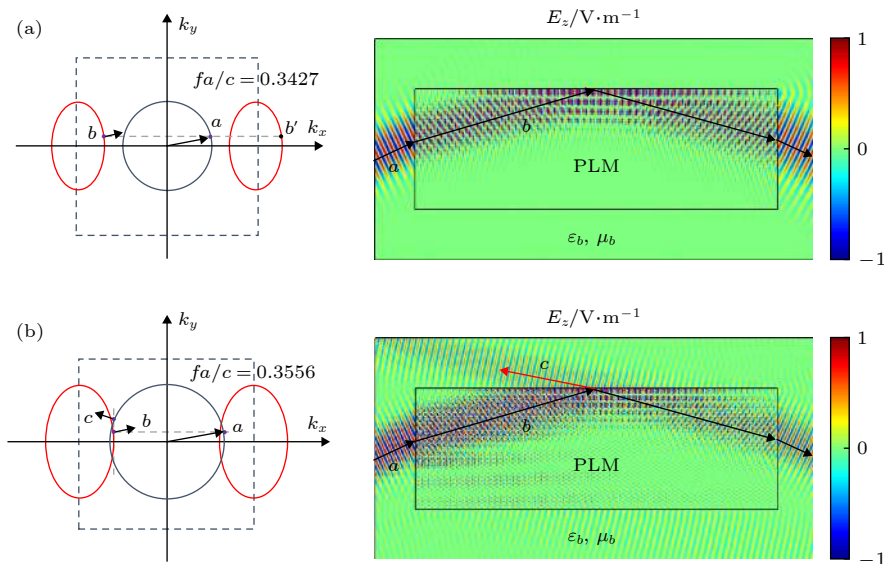


图 4 在频率 (a) $fa/c = 0.3427$ 和 (b) $fa/c = 0.3556$ 下, 光子晶体构造的 PLM (红色曲线) 和背景介质 (灰色曲线) 的等频率曲线 (左图), 以及横电偏振的高斯光以 25° 入射角照射时的电场分布图 (右图)

Fig. 4. Left: equal frequency contours of the photonic crystal-based PLM (red) and the background medium (gray) at (a) $fa/c = 0.3427$ and (b) $fa/c = 0.3556$. Right: electric fields-distribution for a transverse electric-polarized Gaussian beam incident from the background medium onto the PLM under 25° -incidence at (a) $fa/c = 0.3427$ and (b) $fa/c = 0.3556$.

射到 PLM 左边界时, 波矢平行分量在 yz 面上守恒, PLM 等频率曲线上的 b' 本征态被激发, 在第一布里渊区中表现为 b 点被激发; 当 b 光在 PLM 中传播到 PLM 上表面时, 波矢平行分量在 xz 面上守恒, 然而, 由于背景介质的等频率曲线与 PLM 的等频率曲线没有交叠, 因此背景介质中没有对应的激发态, 这将导致光波在 PLM 的上表面发生全反射. 图 4(a) 的右侧是用 COMSOL Mutiphysics 对这种情况进行数值模拟的结果, 可以看出, 由于背景介质与 PLM 在 yz 界面上阻抗匹配, 因此在块状 PLM 的左右表面上都没有反射, 同时注意到, 光波在 PLM 的上表面发生了全反射, 这与理论预测结果一致. 由此可见, 当背景介质的等频率曲线与 PLM 的等频率曲线没有交叠时, PLM 在与 k_a 平行的晶面上会出现全反射现象.

有趣的是, 当改变频率, 使其为 $fa/c = 0.3556$ 时, PLM 的等频率曲线将与背景介质的等频率曲线出现交叠. 此时, PLM 的等频率曲线如图 4(b) 中红色曲线所示, 其有效赝局域参数为 $\mu_y^p(\omega) = 0.58$, $\mu_x^p(\omega) = 1.68$ 与 $\varepsilon_z^p(\omega) = 0.52$, 基于此, 可得背景介质参数为 $\varepsilon_b = 0.88$, $\mu_b = 0.99$, 其等频率曲线如图 4(b) 中灰色曲线所示. 同理, 当一束光 a 从背景介质入射到 PLM 左边界时, 位于第一布里渊区中的 b 点被激发; 然而当 b 光在 PLM 中传播碰到 PLM 的上表面时, 波矢平行分量在 xz 面上守恒, 此时, 在背景介质等频率曲线中可以找到对应的态 c , 由于 c 点的群速度方向与入射方向在法线的同侧, 因此在 PLM 的上表面将发生异常的负反射. 值得注意的是, 背景介质中 a 光的角度足够大时, PLM 中的 b 光在 PLM 的上表面依然会发生全

反射. 由此可以知道, 当背景介质的等频率曲线与 PLM 的等频率曲线存在交叠时, PLM 在与 k_a 平行的晶面上会出现对应于小入射角的负折射, 以及对应于大入射角的全反射现象.

4 赝局域介质的潜在应用

在 PLM 中, 由于平移波数 k_a 的存在, 当光波穿过 PLM 时, 会额外增加 Nak_a (即 $N\pi$) 的相位, 其中 N 为 PLM 中光子晶体结构单元的层数. 这表明, 当光波穿过奇数层光子晶体结构单元组成的 PLM 时, 会出现额外的 π 相位, 而穿过偶数层光子晶体结构单元组成的 PLM 时, 则不会出现. 基于这种现象, 可以将拥有奇数层结构单元的 PLM 与拥有偶数层结构单元的 PLM (或空气) 依次排列来设计一种全角度的相位光栅, 由于对于任意入射角, 穿过两种 PLM 的光波之间总存在 π 的相位差, 因此便得到了一个调制相位的相位光栅. 为了方便起见, 这里取光子晶体的层数为 1 和 0 (即拥有一层结构单元的 PLM 和一层相同厚度的空气), 其示意图如图 5(a) 所示. 图 5(b) 为这种相位光栅的数值仿真结果, 从左至右分别为 10° , 45° 和 60° 横电偏振平面波入射时的电场分布图, 从图 5(b) 中白色虚线框可以看出, 无论哪一个角度, 穿过拥有一层结构单元的 PLM 的光波相比于只在空气中传播的光波均出现了 π 的相位差. 基于此, 将拥有奇数层结构单元的 PLM 与拥有偶数层结构单元的 PLM (或空气) 依次排列就构成了一种全角度的相位光栅.

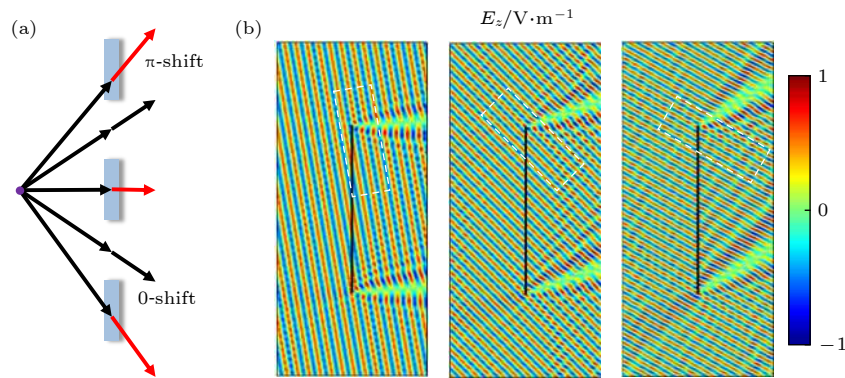


图 5 (a) 基于 PLM 的全角度相位光栅示意图; (b) 横电偏振的平面波在 10° (左)、 45° (中) 和 60° (右) 入射角下的电场分布图
 Fig. 5. (a) Illustration of an all-angle phase grating based on the PLM; (b) electric field-distributions for transverse electric-polarized plane waves incident onto the phase grating under 10° - (left), 45° - (middle) and 60° - (right) incidences.

5 结 论

本文发展了一种赝局域有效介质理论用于分析介于局域和非局域介质之间的 PLM, 其有效参数可以用局域的有效介电常数 $\langle \epsilon \rangle^p(\omega)$, 局域的有效磁导率 $\langle \mu \rangle^p(\omega)$ 和额外的平移波矢 \mathbf{k}_a 描述. 该 PLM 兼具局域和非局域介质的性质, 在与 \mathbf{k}_a 垂直的晶面上表现出局域介质的光学性质, 而在与 \mathbf{k}_a 平行的晶面则表现出非局域介质的光学性质. 进一步地, 利用电介质光子晶体设计了 PLM, 发现对于所有入射角的光波在穿过拥有奇数层结构单元的 PLM 时, 都会出现额外的 π 相位差, 基于此设计了一种全角度相位光栅. 总的来说, 相对于传统的光学材料, PLM 具有更加丰富有趣的光学性质, 有望在未来应用到更多的新型光学器件设计之中.

参考文献

- [1] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [2] Smith D R, Pendry J B, Wiltshire M C 2004 *Science* **305** 788
- [3] Liu Y, Zhang X 2011 *Chem. Soc. Rev.* **40** 2494
- [4] Zheludev N I 2010 *Science* **328** 582
- [5] Lai Y, Ng J, Chen H, Han D, Xiao J, Zhang Z, Chan C T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 253902
- [6] Liberal I, Engheta N 2017 *Nat. Photonics* **11** 149
- [7] Niu X, Hu X, Chu S, Gong Q 2018 *Adv. Opt. Mater.* **2018** 1701292
- [8] Luo J, Lu W, Hang Z, Chen H, Hou B, Lai Y, Chan C T 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 73903
- [9] Luo J, Hang Z H, Chan C T, Lai Y 2015 *Laser Photonics Rev.* **9** 523
- [10] Luo J, Liu B, Hang Z H, Lai Y 2018 *Laser Photonics Rev.* **2018** 1800001
- [11] Luo J, Li J, Lai Y 2018 *Phys. Rev. X* **8** 31035
- [12] Chu H, Li Q, Liu B, Luo J, Sun S, Hang Z H, Zhou L, Lai Y 2018 *Light-Sci. Appl.* **7** 50
- [13] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [14] Ni X, Emani N K, Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M 2012 *Science* **335** 427
- [15] Sun S, He Q, Xiao S, Xu Q, Li X, Zhou L 2012 *Nat. Mater. Lett.* **11** 426
- [16] Sun S, Yang K, Wang C, Juan T, Chen W T, Liao C Y, He Q, Xiao S, Kung W, Guo G, Zhou L, Tsai D P 2012 *Nano Lett.* **12** 6223
- [17] Sun W, He Q, Sun S, Zhou L 2016 *Light-Sci. Appl.* **5** e16003
- [18] Wang S, Wu P C, Su V, Lai Y, Chu C H, Chen J, Lu S, Chen J, Xu B, Kuan C, Li T, Zhu S, Tsai D P 2017 *Nat. Commun.* **8** 187
- [19] Xu Y, Fu Y, Chen H 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16067
- [20] He Q, Sun S, Xiao S, Zhou L 2018 *Adv. Opt. Mater.* **2018** 1800415
- [21] Joannopoulos J D, Villeneuve P R, Fan S 1997 *Nature* **386** 143
- [22] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [23] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [24] Yao Z, Luo J, Lai Y 2016 *Opt. Lett.* **41** 5106
- [25] Luo J, Yang Y, Yao Z, Lu W, Hou B, Hang Z H, Chan C T, Lai Y 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 223901
- [26] Yao Z, Luo J, Lai Y 2017 *Opt. Express* **25** 30931
- [27] Luo J, Lai Y 2019 *Opt. Express* **27** 15800
- [28] Li S, Wang Y, Zhang W, Lu W, Hou B, Luo J, Lai Y 2020 *New J. Phys.* **22** 023033
- [29] Huang X, Lai Y, Hang Z H, Zheng H, Chan C T 2011 *Nat. Mater.* **10** 582
- [30] Moitra P, Yang Y, Anderson Z, Kravchenko I I, Briggs D P, Valentine J 2013 *Nat. Photonics* **7** 791
- [31] Li Y, Kita S, Muñoz P, Reshef O, Vulis D I, Yin M, Lončar M, Mazur E 2015 *Nat. Photonics* **9** 738
- [32] Maxwell G J C 1904 *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **203** 385
- [33] Bruggeman D A G 1935 *Ann. Phys.-Berlin* **416** 636
- [34] Wu Y, Li J, Zhang Z Q, Chan C T 2006 *Phys. Rev. B* **74** 85111

SPECIAL TOPIC—Optical metamaterials

Pseudo-local effect medium theory*

Song Tong-Tong¹⁾ Luo Jie^{2)†} Lai Yun^{1)‡}

1) (*Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, State Key Laboratory of Solid State Microstructures, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

2) (*School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, China*)

(Received 10 February 2020; revised manuscript received 5 March 2020)

Abstract

Effective medium theory is of great importance for using the artificial microstructure materials to extend the optical parameters. In this article, we develop a new kind of effective medium theory for artificial microstructures with nonlocal effects, like photonic crystals, which we name the pseudo-local effective medium theory. The optical properties of the pseudo-local effective medium are described by effective local permittivity $\overleftarrow{\epsilon}^p(\omega)$ and permeability $\overleftarrow{\mu}^p(\omega)$, together with an additional wave vector \mathbf{k}_a . We find that the pseudo-local medium exhibits a unique blend of local and nonlocal characteristics. On the surface normal to \mathbf{k}_a , the pseudo-local medium is optically equivalent to its local medium counterpart. While on the surface parallel to \mathbf{k}_a , the abnormal wave phenomena induced by inherent nonlocality, such as negative refraction and total reflection, may occur. Furthermore, it is found that a π phase shift is added to transmission wave through the pseudo-local medium composed of odd number of unit cells under all incident angles. Based on this unique feature, an all-angle phase grating is proposed. Our work opens a route towards the advanced optical devices based on the pseudo-local effective media.

Keywords: pseudo-local effect medium, effective medium theory, photonic crystal

PACS: 42.70.Qs, 78.67.Pt

DOI: 10.7498/aps.69.20200196

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11704271, 61671314, 11974176), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0303702), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20170326), and the Natural Science Foundation for Colleges and Universities in Jiangsu Province, China (Grant No. 17KJB140019).

† Corresponding author. E-mail: luojie@suda.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: laiyun@nju.edu.cn