

石墨烯双曲超材料的传输矩阵法优化及传输特性

袁沐娟¹, 许吉^{1*}, 李洋¹, 刘山峰¹, 陆昕怡¹, 陆云清¹, 刘宁¹, 张柏富²

¹南京邮电大学电子与光学工程学院、微电子学院, 江苏 南京 210023;

²南京理工大学电光学院, 江苏 南京 210094

摘要 基于等效媒质理论, 分析了近红外波段的石墨烯-电介质多层膜结构双曲超材料(GDM-HMMs)的双曲色散关系, 对传输矩阵法(TMM)进行了优化, 计算分析了不同周期数下的石墨烯双曲超材料的透射谱。基于法布里-珀罗共振腔(F-P腔), 理论分析了透射谱的演变规律, 验证了石墨烯双曲超材料在近红外波段的双曲色散关系。研究表明, 实现电磁波传输需要大切向波矢条件。结构总周期数影响透射谱特性, 可用 F-P 腔理论进行分析和反向结构设计。

关键词 材料; 双曲超材料; 传输矩阵法; 石墨烯; 法布里-珀罗(F-P)腔

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.041602

Optimization of Transfer Matrix Method and Transmission Properties of Graphene-Hyperbolic Metamaterials

Yuan Shujuan¹, Xu Ji^{1*}, Li Yang¹, Liu Shanfeng¹, Lu Xinyi¹,
Lu Yunqing¹, Liu Ning¹, Zhang Baifu²

¹College of Electronic and Optical Engineering & College of Microelectronics, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing, Jiangsu 210023, China;

²School of Electronic and Optical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China

Abstract Based on the effective medium theory, the hyperbolic dispersion relationship of graphene-dielectric multilayer (GDM) hyperbolic metamaterials (HMMs) in the near-infrared waveband is analyzed. The transfer matrix method (TMM) is optimized. The transmission spectra of GDM-HMMs with different numbers of periods are calculated and analyzed. Based on the Fabry-Perot (F-P) cavity theory, the evolution of transmission spectra is theoretically analyzed, and the hyperbolic dispersion relationship of GDM-HMMs in the near-infrared waveband is verified. The research results show that the large tangential wave vector condition is needed for the realization of electromagnetic wave transmission in GDM-HMMs. The transmission spectral characteristics are influenced by the total number of structural periods, and the F-P cavity theory can be used for the analysis and reverse structural design.

Key words materials; hyperbolic metamaterial; transfer matrix method; graphene; Fabry-Perot (F-P) cavity

OCIS codes 160.3918; 120.7000; 160.4236; 050.2230

1 引言

双曲超材料(HMMs)是一种通过方法设计实现介电常数在一个或两个方向上的分量为负, 另一

个方向上为正的具有双曲线型色散关系的人工微结构材料^[1]。早在 1960 年, Fisher 等^[2]曾用静磁场将磁化的电子等离子体的运动限制在一维方向, 该方法实现较为复杂, 且具有一定的局限性。随着纳米

收稿日期: 2018-08-23; 修回日期: 2018-09-01; 录用日期: 2018-09-04

基金项目: 国家自然科学基金(11404170, 61604073)、江苏省自然科学基金(BK20160839)、南京邮电大学基金(NY217110)

* E-mail: xuji@njupt.edu.cn

制造技术的发展,现可通过制造多层膜结构或纳米线阵列结构来获得双曲超材料^[3]。在紫外和可见光波段,双曲超材料的结构单元一般由金属和电介质组成^[4]。近年来,研究发现石墨烯在近红外至太赫兹波段有较好的光学响应^[5],且电导率随化学势可调。故引入石墨烯材料能够进一步拓展双曲超材料的适用波段,极大地提高结构的集成度,并使其更具实时调谐性^[6]。材料与结构的有机结合使得双曲超材料对光子行为的操控更加灵活有效,学者们深入探索了其物理机制及相关应用,如负折射效应、超材料的等效媒质模型、远场光学双曲透镜成像、不对称透射、宽带吸收等^[7-11]。其中, Li 等^[12]通过调谐石墨烯的静电场偏压,改变石墨烯的化学特性,并使电磁波传播行为实现由正折射变为全反射、由正折射变为负折射的两种变换,该研究成果为石墨烯可调谐器件的设计提供了理论基础。Zhang 等^[13]根据不同周期数的双曲超材料反射特性,通过在入射端面构建棱镜提供大波矢条件,实现了电磁波在双曲超材料中的传输,并基于此机制构建了衰减全反射结构。但石墨烯双曲超材料的透射特性及物理机制有待于进一步研究。

因此,本文将在近红外波段,对不同总周期数的石墨烯-电介质多层膜双曲超材料(GDM-HMMs)的电磁波传输特性进行理论研究。利用经典的等效媒质理论分析其等效介电张量及双曲色散的关系;对传统的传输矩阵法(TMM)进行优化,并计算分析不同总周期数的 GDM-HMMs 的透射谱特性;借鉴法布里-珀罗共振腔(F-P腔)理论解释透射谱上出现的现象和规律。相关结果将为 GDM-HMMs 的结构设计和透射特性分析提供借鉴和学术参考。

2 GDM-HMMs 的双曲色散特性

GDM-HMMs 是由单层石墨烯层和电介质层交替排列组成的一种堆叠结构,如图 1 所示,石墨烯-电介质层的堆叠方向设定为 z 轴方向(光轴方向)。通过对石墨烯化学势的调节,可以实现从近红外到中红外波段的双曲型色散关系。图 1 中: ϵ_G 为石墨烯的介电常数; d_G 为单层石墨烯的厚度;选取电介质材料为 SiO_2 , ϵ_D 为其介电常数, d_D 为其厚度; $d = d_G + d_D$ 为一个石墨烯-电介质单元周期。

本研究讨论的石墨烯的电导率模型用 Kubo 公式可表示为^[14]

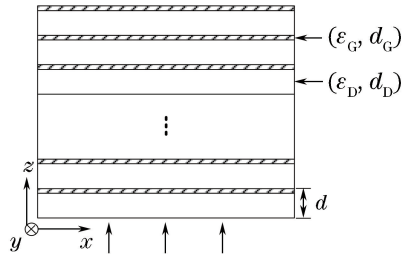


图 1 GDM-HMMs 的结构示意图

Fig. 1 Structural diagram of GDM-HMMs

$$\sigma(\omega, \mu_c, \tau, T) = \frac{j e^2 (\omega - j\tau^{-1})}{\pi \hbar^2} \times \left[\frac{1}{(\omega - j\tau^{-1})^2} \int_0^\infty \xi \left(\frac{\partial f_d(\xi)}{\partial \xi} - \frac{\partial f_d(-\xi)}{\partial \xi} \right) d\xi - \int_0^\infty \frac{f_d(-\xi) - f_d(\xi)}{(\omega - j\tau^{-1})^2 - 4(\xi/\hbar)^2} d\xi \right], \quad (1)$$

式中: e 为单位电荷; ξ 为电子能量; \hbar 为约化普朗克常数; $f_d(\xi) = \{\exp[(\xi - \mu_c)/(K_B T)] + 1\}^{-1}$ 为费米狄拉克分布; ω 为角频率; K_B 为玻尔兹曼常数; T 为温度; μ_c 为化学势; τ 为弛豫时间; j 为虚部单位。当 μ_c 、 τ 和 T 为定值时,单层石墨烯的相对介电常数表示为^[15]

$$\epsilon_G(\omega) = 1 - \frac{j\sigma(\omega)}{\omega \epsilon_0 d_G}, \quad (2)$$

式中: ϵ_0 为真空介电常数。

GDM-HMMs 的周期单元尺度相比于近红外波段的波长是处于深度亚波长量级的,因此其中的电磁响应可以用等效媒质理论来描述。在不外加磁场时,等效磁导率 $\mu_{\text{eff}} = 1.0$, 对角化后的等效相对介电张量为^[16]

$$\boldsymbol{\epsilon}_{\text{eff}} = \begin{bmatrix} \epsilon_t & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_t & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_n \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中: $\epsilon_t = \epsilon_t' + j\epsilon_t''$, $\epsilon_n = \epsilon_n' + j\epsilon_n''$ 分别为等效相对介电张量平行(xy 平面)和垂直(z 方向)于材料堆叠方向的分量。 ϵ_t' 、 ϵ_t'' 分别为平行分量 ϵ_t 的实部和虚部, 同样 ϵ_n' 、 ϵ_n'' 分别为垂直分量 ϵ_n 的实部和虚部。由于单层石墨烯的厚度极薄,仅为 0.335 nm, z 方向的电场不会在石墨烯层激发任何电流,于是可认为 $\epsilon_n = \epsilon_D$, ϵ_t 可表示为^[16]

$$\epsilon_t(\omega) = \epsilon_D - \frac{j\sigma(\omega)}{\omega \epsilon_0 d_D}, \quad (4)$$

这与占空比法计算 GDM-HMMs 等效介电张量的数值结果一致^[17]。图 2 给出了 GDM-HMMs 等效介电张量各分量随波长的变化,其中, $\text{Re}(\epsilon)$ 、 $\text{Im}(\epsilon)$ 分别表示等效相对介电张量的实部和虚部, $\text{Re}(\epsilon_t)$ 、

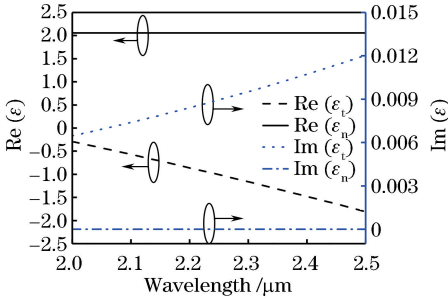


图 2 GDM-HMMs 等效介电张量各分量

Fig. 2 Equivalent dielectric tensor components of GDM-HMMs

$\text{Im}(\epsilon_{\parallel})$ 分别表示等效介电张量平行分量实部和虚部, $\text{Re}(\epsilon_{\perp})$ 、 $\text{Im}(\epsilon_{\perp})$ 分别为垂直分量的实部和虚部。

此 GDM-HMMs 结构中的色散关系为双曲线形^[18], 表示为

$$(k_x^2 + k_y^2)/\epsilon_{\perp} + k_z^2/\epsilon_{\parallel} = k_0^2, \quad (5)$$

式中: k_0 为真空中的波数; k_x 、 k_y 、 k_z 分别为 GDM-HMMs 结构中波矢的 x 、 y 、 z 方向的分量。在对 GDM-HMMs 结构中波矢归一化的二维波矢空间 k_x - k_z 坐标系内, 电介质厚度 $d_D = 5$ nm, 真空波长分别为 $\lambda_0 = 2.10, 2.20, 2.30$ μm 时在 GDM-HMMs 结构中的等频曲线及在空气中的等频曲线如图 3 所示。当 $k_y = 0$, 3 组双曲等频曲线在横轴上相交于 ± 1.43 , 定义临界值 $k_c = 1.43k_0$, $|k_x| < k_c$ 的区域内 GDM-HMMs 中的 k_z 为虚数, 即非传播态, 因此该区域称为光子带隙。空气是折射率为 1.0 的各向同性媒质, 其中的等频曲线是半径为 1.0 的圆, 与超材料中的双曲等频曲线不相交, 位于此光子带隙中。由基于 GDM-HMMs 和空气中的等频曲线的关系分析可知, 从空气中以任意角度 θ 直接入射的电磁波均不能在 GDM-HMMs 中传播, 只有当入射电磁波波矢切向分量 $|k_x|$ 增大甚至超过 k_c 时才能达到传播状态。

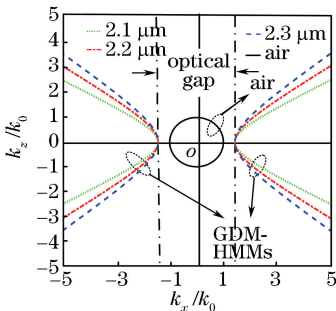


图 3 GDM-HMMs 结构和空气中的等频曲线

Fig. 3 Equipfrequency curves in GDM-HMMs and air

3 GDM-HMMs 中 TMM 的优化及透射谱计算分析

TMM 是研究电磁波在分层系统中传输的经典方法, 本文将采用 TMM 理论计算分析不同总周期数 GDM-HMMs 结构中, 不同切向波矢分量 k_x 的传输特性^[19-20]。考虑 TM 偏振电磁波的透射特性, TM 模式为横磁波, 磁场的振动方向在 xy 平面内。对于含有金属或石墨烯等材料的双曲超材料, 其电磁波传输的本质实际上是由层间的等离激元共振耦合实现的传输行为。

电磁波在不同材料膜层内, 以及在各材料膜层界面处的传输特性, 均可以用一个 2×2 的特征矩阵 (传输矩阵) 表示, 先给出 TM 偏振态电磁波传输矩阵的一般表达形式^[21]。从自由空间斜入射的电磁波, 进入折射率为 n_i 的介质, 角度为 θ_i , 介质厚度为 d_i , 将产生相位变化, 对应的传输矩阵 m_i 表示为

$$m_i = \begin{bmatrix} \exp(-jk_{iz}d_i) & 0 \\ 0 & \exp(jk_{iz}d_i) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(-jk_id_i \cos \theta_i) & 0 \\ 0 & \exp(jk_id_i \cos \theta_i) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中: k_i 为第 i 层材料中的电磁波的总波数, 即 $k_i = n_i k_0$; k_{iz} 为传输方向 (z 方向) 上的波数, 即 $k_{iz} = k_i \cos \theta_i$ 。

TM 偏振态的电磁波以角度 θ_i 从折射率为 n_i 的介质传播到折射率为 n_j 介质时, 两种介质界面处的传输矩阵 m_{ij} 形式为

$$m_{ij} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{n_j}{n_i} + \frac{n_j \cos \theta_j}{n_i \cos \theta_i} & \frac{n_j}{n_i} - \frac{n_j \cos \theta_j}{n_i \cos \theta_i} \\ \frac{n_j}{n_i} - \frac{n_j \cos \theta_j}{n_i \cos \theta_i} & \frac{n_j}{n_i} + \frac{n_j \cos \theta_j}{n_i \cos \theta_i} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

由(6)式与(7)式给出的特征矩阵, 适用于入射角为 $0^\circ \sim 90^\circ$ 的情况。然而, 在 GDM-HMMs 结构中, 须讨论 $|k_x| > k_0$ 甚至在材料中 $|k_x| > \text{Re}(k_i)$ 的情况, 因此传输矩阵需要进行优化以满足其适用性。于是, (6)式中的 $k_{iz} = k_i \cos \theta_i$ 应调整并表示为

$$k_{iz} = \sqrt{k_i^2 - k_x^2} = \sqrt{(n_i k_0)^2 - k_x^2} = k_0 \sqrt{n_i^2 - \xi_x^2}, \quad (8)$$

式中: $\xi_x = k_x/k_0$ 为归一化切向波数。(8)式可普适地涵盖波矢 z 方向分量 k_{iz} 为实数、复数及虚数的各种情况。对(7)式以同样的方式进行优化, 可得

$$m_{ij} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{n_j}{n_i} + \frac{n_j \sqrt{n_j^2 - n_x^2}}{n_i \sqrt{n_i^2 - n_x^2}} & \frac{n_j}{n_i} - \frac{n_j \sqrt{n_j^2 - n_x^2}}{n_i \sqrt{n_i^2 - n_x^2}} \\ \frac{n_j}{n_i} - \frac{n_j \sqrt{n_j^2 - n_x^2}}{n_i \sqrt{n_i^2 - n_x^2}} & \frac{n_j}{n_i} + \frac{n_j \sqrt{n_j^2 - n_x^2}}{n_i \sqrt{n_i^2 - n_x^2}} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

当电磁波通过图 1 所示的多层结构时,可用 \mathbf{m}_D 、 \mathbf{m}_G 、 \mathbf{m}_{0D} 、 \mathbf{m}_{DG} 、 \mathbf{m}_{GD} 、 \mathbf{m}_{G0} 分别表示介质层、石墨烯层、空气和电介质界面、电介质和石墨烯界面、石墨烯和电介质界面、石墨烯和空气界面的传输矩阵。当 GDM-HMMs 的周期数为 N 时,整个系统的传输矩阵 \mathbf{M} 可以通过各基本组成单元的传输矩阵依次相乘得到:

$$\mathbf{M} = \mathbf{m}_{0D} (\mathbf{m}_D \mathbf{m}_{DG} \mathbf{m}_G \mathbf{m}_{GD})^{(N-1)} \mathbf{m}_D \mathbf{m}_{DG} \mathbf{m}_G \mathbf{m}_{G0} \quad (10)$$

当电磁波入射到该分层介质系统时,入射区域的电场的波振幅 $\mathbf{E}_I = [E_I, E_R]$ 和出射区域的电场波振幅 $\mathbf{E}_T = [E_T, 0]$ 之间的关系可以表示为

$$\begin{bmatrix} E_I \\ E_R \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} E_T \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_T \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

式中: E_I 、 E_R 、 E_T 分别为入射振幅、反射振幅及透射振幅。由(11)式可以计算得到电磁波通过 GDM-HMMs 后的透射系数 t 和反射系数 r , 分别为^[21]

$$t = \frac{E_T}{E_I} = \frac{1}{M_{11}}, \quad r = \frac{E_R}{E_I} = \frac{M_{21}}{M_{11}}. \quad (12)$$

为了更清晰地分析 GDM-HMMs 中透射谱特性及机制,在不考虑实际制备条件苛刻性的情况下,利用优化的传输矩阵法计算 TM 偏振光情况时, GDM-HMMs 周期数分别为 100, 300, 1000, 3000 的透射系数,并以对数形式 $\lg|t|$ 表示,见图 4。

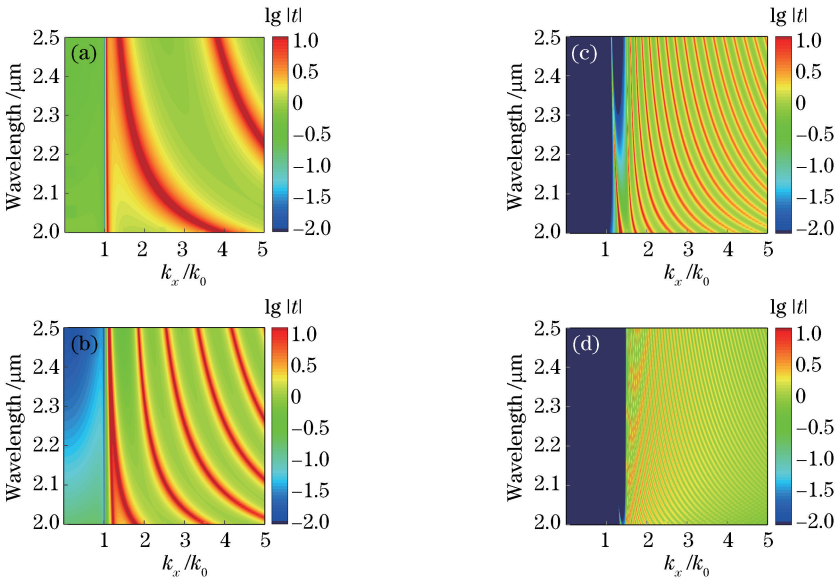


图 4 基于优化 TMM 的不同周期数下的 GDM-HMMs 透射谱。(a) $N=100$; (b) $N=300$; (c) $N=1000$; (d) $N=3000$

Fig. 4 Transmission spectra of GDM-HMMs with different numbers of periods based on optimized TMM.

(a) $N=100$; (b) $N=300$; (c) $N=1000$; (d) $N=3000$

观察图 4 可以发现:当 $k_x < k_0$ 时,4 种周期数情况的透过率值都极低;当 $k_x > k_0$ 时,逐渐形成透射;随着膜层周期数的增加,高透的 k_x 临界区向大波矢方向移动并逐渐接近临界值 k_c ;不同周期数情况的透射谱均规律地呈现出透射峰;随着周期数增加,透射峰个数成比例增加,相邻 k_x 间隔减小,即透射谱上的条纹数增多且间隔变密。

HMMs 中电磁波传输可解释为表面等离子激元 (SPPs) 或倏逝波以膜间共振耦合的方式实现传播^[22]。当入射电磁波的 $|k_x| < k_0$ 时, GDM-HMMs 的膜间 SPPs 无法被激发,因此透过率较低;当 $|k_x| > k_0$ 时,膜间 SPPs 激发大波矢条件逐渐满足,并能够以共振耦合的方式向前传递,透过率增大。随着周期数的增加, GDM-HMMs 的总周期数逐渐增

大,从而体现出块材的宏观特性,实现高透的 $|k_x|$ 临界区向大波矢方向移动,并逐步逼近临界值 k_c 。此现象与图 3 中呈现的 $|k_x| < k_c$ 区域为光子带隙, $|k_x| > k_c$ 区域能实现透射传输的情况相符。

值得关注的是,优化的 TMM 表达式中也隐含了膜间 SPPs 共振耦合实现电磁波传输的物理规律。当 $|k_x|$ 具有较大数值时,膜层间的 k_{iz} 可能为虚数,这与 SPPs 具有较大的横向波失及纵向波失急速衰减特性一致,从数学上也体现了 SPPs 的物理特性;TMM 计算出的透射谱上出现高透过率现象,也间接证明了膜层间的倏逝波(或 SPPs)共振耦合实现传输的物理机制。需要说明的是,透射谱上透过率超过 100% 的情况,即 $\lg|t| > 0$ 的情况,并不违背能量守恒定律,这是由于 SPPs 的场局域增

强效应,导致由(12)式计算出最后一层石墨烯与空气界面处获得的透射系数模值大于1。

4 不同总周期数 GDM-HMMs 透射谱的类 F-P 腔分析

图4中透射峰随着 GDM-HMMs 总周期数的演变规律,与 F-P 腔共振透射效应极为相似。F-P 腔长越长,共振模式数越多,且相邻纵模间隔越小^[23]。因此,可将不同周期数的 GDM-HMMs 等效为不同厚度的薄膜,并类比利用 F-P 腔理论解释透射峰随厚度变化的演变规律。电磁波经过 GDM-HMMs 结构后产生的相位 φ ,其表达式为

$$\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 + k_z L - \phi, \quad (13)$$

式中: $\Delta\varphi_1 = \arg [(n_0 - k_z/k_0)/(n_0 + k_z/k_0)]$ 及 $\Delta\varphi_2 = \arg [(k_z/k_0 - n_0)/(k_z/k_0 + n_0)]$ 为入射和出射界面上产生的附加相位; $\phi = \arg\{1 - [(1 - k_z/k_0)/(1 + k_z/k_0)]^2 \exp(j2k_z L)\}$ 为出射和入射界面间多重反射引起的相位变化; n_0 为入射和出射端的空气折射率, $n_0 = 1.0$; φ_0 为初始相位,可假设为0。由 F-P 腔共振条件可得 GDM-HMMs 中电磁波波矢垂直分量 k_z 与结构厚度 L 需满足的相位关系为: $\varphi = m\pi$, m 为整数,即当相位 φ 满足整数个 π 的相位条件时,该 k_z 与厚度 L 形成的关系满足 F-P 腔共振条件。

基于上述理论,以 $\lambda_0 = 2.30 \mu\text{m}$ 为例,进行 F-P 腔共振条件分析。从图4读取不同厚度 GDM-

HMMs 透射谱上相邻共振峰的归一化波矢切向分量值 k_x ,再由 GDM-HMMs 的双曲色散关系计算出这些 k_x 对应的 k_z 值,进而利用(13)式计算出 φ 值,4种厚度的 GDM-HMMs 情况的具体数值如表1所示。由表1可以看出,不同厚度的 GDM-HMMs,相邻透射峰纵向波矢的间隔 Δk_z 基本相等,且随着周期数增加, Δk_z 减小;由(13)式计算出的 ϕ 值逐渐增加,相邻透射峰的相位间隔 $\varphi \approx \pi$,基本满足 F-P 腔共振模的相位间隔条件。

图5给出了不同厚度的 GDM-HMMs 上透射峰的 k_z 与 φ 的关系图,4种情况下的关系曲线基本都为直线,随着厚度增加,线上的数值点个数增加,间距变小,演变规律符合 F-P 腔长越长,共振模式数越多,且相邻纵模间隔越小的规律。F-P 腔理论一方面解释了厚度增加时透射谱的演变规律,另一方面也为具有特定透射特性的结构设计提供思路及方法。

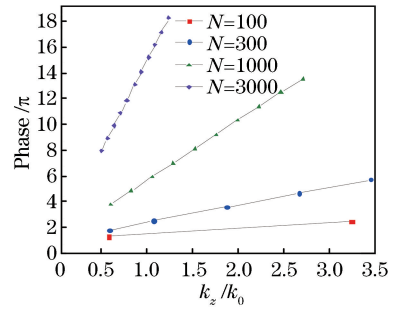


图5 透射峰的 k_z 与 ϕ 间的关系曲线
Fig. 5 Relationship between k_z and ϕ of transmission peak

表1 $\lambda_0 = 2.30 \mu\text{m}$ 时不同厚度 GDM-HMMs 透射峰的相关参数

Table 1 Related parameters of transmission peak at $\lambda_0 = 2.30 \mu\text{m}$ of GDM-HMMs with different thicknesses

N = 100			N = 300			N = 1000			N = 3000		
k_x	k_z	φ	k_x	k_z	φ	k_x	k_z	φ	k_x	k_z	φ
1.63	0.58	1.29 π	1.20	0.59	1.80 π	1.64	0.60	3.76 π	1.58	0.50	7.95 π
4.55	3.25	2.50 π	2.02	1.07	2.50 π	1.81	0.83	4.85 π	1.62	0.57	8.92 π
			2.88	1.88	3.60 π	2.01	1.06	5.92 π	1.67	0.64	9.90 π
			3.83	2.67	4.66 π	2.24	1.29	6.98 π	1.72	0.71	10.88 π
			4.82	3.46	5.72 π	2.49	1.53	8.11 π	1.77	0.78	11.85 π
						2.75	1.76	9.19 π	1.84	0.87	13.11 π
						3.02	2.00	10.31 π	1.90	0.94	14.08 π
						3.30	2.23	11.38 π	1.97	1.02	15.20 π
						3.59	2.47	12.47 π	2.04	1.09	16.17 π
						3.88	2.71	13.55 π	2.11	1.16	17.15 π
									2.19	1.24	18.26 π

5 结 论

对石墨烯-电介质多层膜结构双曲超材料的电磁波传输特性进行了理论分析。使用等效媒质理论

计算了 GDM-HMMs 的等效相对介电张量;对一般 TMM 进行优化,使其适应 GDM-HMMs 中的大切向波矢情况,并计算了不同周期数情况下的透射谱;利用 F-P 腔理论分析解释了透射谱呈现的规律及

机制。研究表明,构建的石墨烯-电介质多层结构具有双曲色散关系;优化后的 TMM 在计算 HMM 的透射谱时具有良好的适应性,并且其在数学上能够体现 HMMs 结构倏逝波膜间共振耦合,揭示电磁波传输的物理机制;TMM 计算得到的透射谱特性与双曲等频曲线分析结果有较好的一致性,即大的切向波矢是实现透射的条件。利用 F-P 腔共振理论较好地解释了当 GDM-HMMs 总周期数增加时,透射模式数增多且间隔变小的规律,计算出的纵向波矢和相位关系也与 F-P 腔理论吻合。

仅考虑理论计算与分析,所构建的 GDM-HMMs 周期单元尺度较小,并且为了分析不同总周期数 GDM-HMMs 的透射谱特性及规律,所选择的周期数较多,目前在实际制备方面存在困难。后续的研究工作将进一步考虑实际的制备可能性及应用情况,以目前的研究结果为基础优化结构并开展相关效应和器件的研究。研究结果及分析对近红外波段下石墨烯-电介质多层膜双曲超材料参数模型的建立与分析、相关电磁波行为调控器件的设计与分析具有一定意义。

参 考 文 献

- [1] Poddubny A, Iorsh I, Belov P, *et al.* Hyperbolic metamaterials[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(12): 948-957.
- [2] Fisher R K, Gould R W. Resonance cones in the field pattern of a short antenna in an anisotropic plasma [J]. *Physical Review Letters*, 1969, 22(21): 1093-1095.
- [3] Yao J, Wang Y, Tsai K T, *et al.* Design, fabrication and characterization of indefinite metamaterials of nanowires [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2011, 369(1950): 3434-3446.
- [4] Liu W G, Hu B, Li B, *et al.* Research progress of optical modulator based on graphene-metal composite structures [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(3): 030005.
刘伟光, 胡滨, 李彪, 等. 基于石墨烯-金属复合结构的光学调制器研究进展 [J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(3): 030005.
- [5] Liu C H, Norris T B, Chang Y C, *et al.* Mid-infrared hyperbolic metamaterial based on graphene-dielectric multilayers[C]//Conference on Lasers and Electro-Optics, May 10-15, 2015, San Jose,

California United States. Washington: Optical Society of America, 2015: FM2C.1.

- [6] Liu Y Z, Zhang Y P, Cao Y Y, *et al.* Modulator of tunable modulation depth based on graphene metamaterial[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1016002.
刘元忠, 张玉萍, 曹妍妍, 等. 基于石墨烯超材料深度可调的调制器 [J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1016002.
- [7] Yang X X, Kong X T, Dai Q. Optical properties of graphene plasmons and their potential applications [J]. *Acta Physica Sinica*, 2015, 64(10): 106801.
杨晓霞, 孔祥天, 戴庆. 石墨烯等离子激元的光学性质及其应用前景 [J]. *物理学报*, 2015, 64(10): 106801.
- [8] Zhang R Z, Zhang Z M. Tunable positive and negative refraction of infrared radiation in graphene-dielectric multilayers [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 107(19): 191112.
- [9] Chebykin A V, Orlov A A, Simovski C R, *et al.* Nonlocal effective parameters of multilayered metal-dielectric metamaterials [J]. *Physical Review B*, 2012, 86(11): 115420.
- [10] Cai Q, Ye R W, Fang Y T. Broadband absorption based on graphene metamaterial composite structure [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(10): 1003005.
蔡强, 叶润武, 方云团. 石墨烯超材料复合结构的宽带吸收 [J]. *中国激光*, 2017, 44(10): 1003005.
- [11] Kang Y Q, Liu H M, Cao Q Z. Wideband absorption in Thue-Morse quasiperiodic graphene-based hyperbolic metamaterials [J]. *Optical Engineering*, 2018, 57(3): 037102.
- [12] Li Z, Liang W Y, Chen W H. Switchable hyperbolic metamaterials based on the graphene-dielectric stacking structure and optical switches design [J]. *Europhysics Letters*, 2017, 120(3): 37001.
- [13] Zhang L W, Zhang Z R, Kang C Y, *et al.* Tunable bulk polaritons of graphene-based hyperbolic metamaterials [J]. *Optics Express*, 2014, 22(11): 14022-14030.
- [14] Sreekanth K V, de Luca A, Strangi G. Experimental demonstration of surface and bulk plasmon polaritons in hypergratings [J]. *Scientific Reports*, 2013, 3: 3291.
- [15] Ding J, Arigong B, Ren H, *et al.* Tunable complementary metamaterial structures based on graphene for single and multiple transparency

- windows[J]. Scientific Reports, 2014, 4: 6128.
- [16] Othman M A K, Guclu C, Capolino F. Graphene-based tunable hyperbolic metamaterials and enhanced near-field absorption[J]. Optics Express, 2013, 21(6): 7614-7632.
- [17] Wood B, Pendry J B, Tsai D P. Directed subwavelength imaging using a layered metal-dielectric system[J]. Physical Review B, 2006, 74(11): 115116.
- [18] Ferrari L, Wu C, Lepage D, *et al.* Hyperbolic metamaterials and their applications[J]. Progress in Quantum Electronics, 2015, 40: 1-40.
- [19] Zhukovsky S V, Andryieuski A, Sipe J E, *et al.* From surface to volume plasmons in hyperbolic metamaterials: General existence conditions for bulk high- k waves in metal-dielectric and graphene-dielectric multilayers[J]. Physical Review B, 2014, 90(15): 155429.
- [20] Chen Y L, Xu J, Shi N N, *et al.* Mode properties of metal-insulator-metal waveguide Bragg grating [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(11): 1123002.
- 陈奕霖, 许吉, 时楠楠, 等. 金属-介质-金属波导布拉格光栅的模式特性 [J]. 光学学报, 2017, 37(11): 1123002.
- [21] Liu Q N, Liu Q. Transmission theory of photons and photonic crystals[M]. Beijing: Science Press, 2013: 8-10.
- 刘启能, 刘沁. 光子、声子晶体的传输理论[M]. 北京: 科学出版社, 2013: 8-10.
- [22] Wan P, Yang C H. Properties of graphene TE mode surface plasmons and surface plasmon waveguides [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(11): 1124002.
- 万鹏, 杨翠红. 石墨烯 TE 模表面等离子体波和表面等离子体波导的特性[J]. 光学学报, 2017, 37(11): 1124002.
- [23] Jiang Y, Tang C J. Principle and application of optical fiber Fabry-Perot interferometer [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2009: 6-8.
- 江毅, 唐才杰. 光纤 Fabry-Perot 干涉仪原理及应用 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2009: 6-8.