

文章编号:1004-4213(2010)09-1572-6

含单缺陷层的一维可调谐磁化等离子体光子晶体滤波特性研究

章海锋^{1,2}, 郑建平², 肖正泉²

(1 南京理工大学 电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

(2 中国人民解放军炮兵学院南京分院, 南京 211132)

摘要:采用在等温近似的条件下,以等离子体的上升时间、温度和密度为可调谐参量,用磁化等离子体的分段线形电流密度卷积时域有限差分算法研究了含单一缺陷层的一维磁化等离子体光子晶体的滤波特性.以高斯脉冲为激励源,用算法公式得到的电磁波透射系数来讨论了等离子体上升时间、温度、等离子体层密度对其滤波特性的影响.结果表明,改变等离子体上升时间和等离子体层密度可以实现对滤波通道的调整.谐振频率不能通过改变温度进行调整.

关键词:等离子体;光子晶体;可调谐滤波;时域有限差分法

中图分类号:V41

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20103909.1572

0 引言

20 世纪 80 年代末, Yablonovitch^[1], John^[2]等最早提出了光子晶体的概念,是近年来深受关注的一个新兴的研究方向^[3].光子晶体是由多种介质材料构成,不同介质材料在空间中有周期性的分布结构.光波在其中传播时受到周期性的散射和衍射而使得一定频率的光不能在晶体中传播,从而产生了光子禁带.人们利用光子晶体的这个特性在光纤、发光二极管、光集成器件等方面有运用^[4-6].当光子晶体引入缺陷后,可以使得光子局域化(即在光子禁带中出现模密度较大的局域模),如果此时有光波穿过光子晶体,只有和缺陷频率相同的光波才能通过,从而实现特定的滤波效果.人们利用光子晶体的这个特性可以制造高效率 and 零阈值的激光器、高品质的谐振腔等器件.然而目前人们制造的光子晶体绝大多数都不能实现对滤波通道的调整,可是等离子体光子晶体的出现将会改变这一状况.等离子体光子晶体是由 Hojo 等人^[7]提出.它是由等离子体和介质或真空构成的人工周期性结构.磁化等离子体既具有各项异性特性,又有频率色散和耗散特性,此特性使得磁化等离子体光子晶体具有与常规介质光子晶体所不同的光子禁带特性.文献^[8-9]仅在理想条件下对等离子体光子晶体进行了研究,而具有单缺陷层的磁化等离子体光子晶体在实际应用过程中不

仅等离子体层一般不是均匀的,存在着密度梯度,且密度达到恒定需要一定的弛豫时间(等离子体上升时间),而且工作环境的温度可能也存在着较大的温度梯度.因此可以通过对等离子体层上升时间、温度和密度的调整实现对其滤波通道的移动,这在工程应用方面具有重要的理论意义.

本文主要以高斯脉冲为激励源,采用磁化等离子体的分段线形电流密度卷积时域有限差分(Piecewise Linear Current Density Recursive Convolution Finite-Difference Time-Domain, PLCDRC-FDTD)算法分析碰撞的、热的、非均匀的、时变的、具有单一缺陷层的磁化等离子体光子晶体的滤波特性,并对电磁波在光子晶体内部的传播进行仿真计算.通过计算电磁波的透射系数,获得其滤波特性.并讨论了等离子体上升时间、温度、密度对滤波通道的影响.

1 用于仿真计算的 PLCDRC-FDTD 算法

本文采用磁化等离子体的 PLCDRC-FDTD 算法进行计算.该算法不仅可以保证较低的计算时间和存储空间,而且具有较高的计算准确度.该算法的电场分量和电流密度分量的迭代方程为

$$E_x^{n+1} = \frac{X}{Z} E_x^n + \frac{U}{Z} E_y^n - \frac{Y}{Z} J_x^n + \frac{W}{Z} J_y^n - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta z DZ} \cdot (H_y^{n+1/2} - H_y^{n-1/2}) + \frac{V}{Z} (H_x^{n+1/2} - H_x^{n-1/2}) \quad (1)$$

$$E_y^{n+1} = \frac{X}{Z} E_y^n - \frac{U}{Z} E_x^n - \frac{Y}{Z} J_y^n - \frac{W}{Z} J_x^n - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta z DZ} \cdot$$

$$(H_x^{n+1/2} - H_x^{n-1/2}) + \frac{V}{Z}(H_y^{n+1/2} - H_y^{n-1/2}) \quad (2)$$

$$J_x^{n+1} = E_x^{n+1}(\sigma^0 - \xi^0) + E_x^n \xi_0 + \exp(-\nu \Delta t) \cdot J_x^n - \omega_b \Delta t \exp(-\nu \Delta t / 2) J_y^{n+1/2} \quad (3)$$

$$J_y^{n+1} = E_y^{n+1}(\sigma^0 - \xi^0) + E_y^n \xi_0 + \exp(-\nu \Delta t) \cdot J_y^n + \omega_b \Delta t \exp(-\nu \Delta t / 2) J_x^{n+1/2} \quad (4)$$

式中 E_x 、 E_y 是电场强度, H_x 、 H_y 是磁场强度, J_x 、 J_y 是电场密度, ϵ_0 为真空中的介电常量, Δt 为时间步长, Δz 为空间步长, ν 为等离子体碰撞频率, X 、 U 、 Y 、 Z 、 W 、 D 、 V 、 σ^0 、 δ^0 为算法中间迭代变量, ω_b 为等离子体回旋频. 式(1)~(4)中的其它参量定义见文献[10]. 磁场的迭代公式与常规 FDTD 公式相同. 电介质部分的处理与常规 FDTD 算法相同.

2 模型与仿真计算

用于仿真计算的物理模型如图 1, 由 6 层介质层、6 层等离子体层和 1 层缺陷层组成. 电磁波从左向右均匀垂直入射, 外磁场的方向和电磁波传播的方向相同, 且令该方向为 $+z$ 方向. 入射波的频率范围为 $0 \sim 15$ GHz. 仿真计算的初始参量定为: $a=b=1$ cm, $c=1.5$ cm, 介质层的介电常量为 9, 缺陷层的介电常量为 7, 等离子体回旋频率为 $\omega_b = 3 \times 10^9$ rad/s.

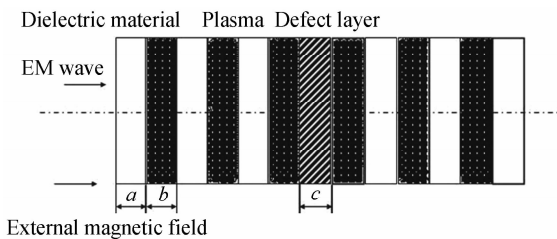


图 1 计算仿真的物理模型

Fig. 1 Physical model of simulation

取 FDTD 计算的空间步长为 0.5 mm, 根据 Courant 条件, 取时间步长 $\Delta t = 1$ ps. 将 13.5 cm 厚的等离子体光子晶体划分为 270 个计算网格. 计算空间的两端各设两个吸收边界, 用于吸收截断边界时产生的反射. 吸收边界为完全匹配层 (Perfect Matched Layer, PML), 占据 10 个网格. 沿 $+z$ 轴传播的入射电磁波为高斯脉冲, 该脉冲的表达式为

$$E_i(t) = -A \cdot (t - 6\tau) \exp\left(-\frac{4\pi(t - 6\tau)^2}{30\tau^2}\right) \quad t \leq 10\tau$$

$$E_i(t) = 0 \quad t > 10\tau$$

式中 τ 为常量. 仿真计算时 $\tau = 20$, $A = 4.67$ V/m. 为了获得磁化等离子体光子晶体的滤波特性, 在仿真计算 10000 步后, 用在时域得到的电场分量通过付里叶变换转换到频域, 然后将频域电场分量组合成右旋极化波 (Right-handed Circularly Polarized, RCP) 和左旋极化波 (Left-handed Circularly

Polarized, LCP) 的频域透射系数. 即透射系数可写为

$$T_{\text{RCP}}(\omega) = \hat{E}_{xt}(\omega) + j \hat{E}_{yt}(\omega) \quad (5)$$

$$T_{\text{LCP}}(\omega) = \hat{E}_{xt}(\omega) - j \hat{E}_{yt}(\omega) \quad (6)$$

下面就以等离子体的上升时间、温度和密度为可调谐参量来研究含单一缺陷层的磁化等离子体光子晶体的滤波特性.

3 等离子体上升时间对滤波特性的影响

为了获得禁带的时变特性, 假设此时磁化等离子体光子晶体由均匀的、各向异性的、热的、碰撞的时变等离子体层和介质层组成, 等离子体中的离子因其大的质量而忽略运动. 温度、密度的关系^[11]为

$$\nu(r) = 5.2 \times 10^{11} p \quad (7)$$

$$p = n_e(r) \kappa T \quad (8)$$

$$\omega_{\text{po}}^2 = n_e(r) e^2 / m \epsilon_0 \quad (9)$$

$$\omega_p^2(t) = \omega_{\text{po}}^2 \frac{t}{T_r} \quad (10)$$

式中 $n_e(r)$ 是自由电子密度; $\nu(r)$ 是电子有效碰撞频率; κ 是波尔兹曼常量; T 是等离子体温度; p 是等离子体压强, e 、 m 分别是电子电量和质量, r 是等离子体空间位置矢量. 式(8)已假设等离子体取等温近似. T_r 是等离子体的上升时间, t 是仿真计算的时间步, $\omega_{\text{po}} = 10\pi \times 10^9$ rad/s, 取温度 $T = 4500$ K.

图 2 给出了等离子体层均匀分布时, $T = 4500$ K; $T_r = 400$ 到 10000 时间步的左旋和右旋极化波的透射系数的频谱图. 由图 2 可知, 对于左旋和右旋极化波产生的光子禁带而言, 都存在着光子局域态 (即缺陷模). 等离子体层的上升时间不同, 不仅获得的禁带特性不同, 而且产生的滤波通道位置也不相同. 具体表现为: 禁带宽度是随着 T_r 的增大而逐渐减小, 但 T_r 增加到一定值后, 带宽就不会明显减小而趋于一个定值. 禁带的中心频率向低频方向移动, 而且禁带的周期性也会受到 T_r 的影响, 只有当 T_r 很大时, 其光子禁带才有较好的周期性. 当入射波的频率较低时禁带中几乎不存在滤波通道, 只有当入射波频率较高时禁带中才能出现较为明显的滤波通道. 缺陷层的谐振频率随着 T_r 的增大而减小, 缺陷模的峰值随着 T_r 的增大而增大. 这主要是因为当入射电磁波的频率一定时, 等离子体上升时间越长, 等离子体密度达到最大稳定值的时间也越长, 等离子体上升时间越短, 等离子体密度达到最大稳定值的时间也越短. 等离子体密度越大即电子的密度越大, 能被电磁波极化的电子也越多, 等离子体对电磁波

的吸收能力也相应的增强.相反,等离子体密度越小即电子的密度越小,能被电磁波极化的电子也越小,等离子体对电磁波的吸收也相应越小.当等离子体密度减小到一定值后,其吸收电磁波的能力将不会有明显变化.而滤波通道的产生是源于缺陷层反射的电磁波和行进的电磁波发生的干涉相长作用, T_r 越小等离子层中被极化的电子数量就越多即入射电磁波和反射的电磁波能量就消耗得越明显,那么入射波和反射波在缺陷层干涉相长的作用自然不明显即透射峰值减小.另一方面,等离子体本身就有高通滤波特性,当入射电磁波频率远小于等离子体频率时,入射波将完全被反射,所以当入射波频率较低的时候滤波通道根本就不存在.

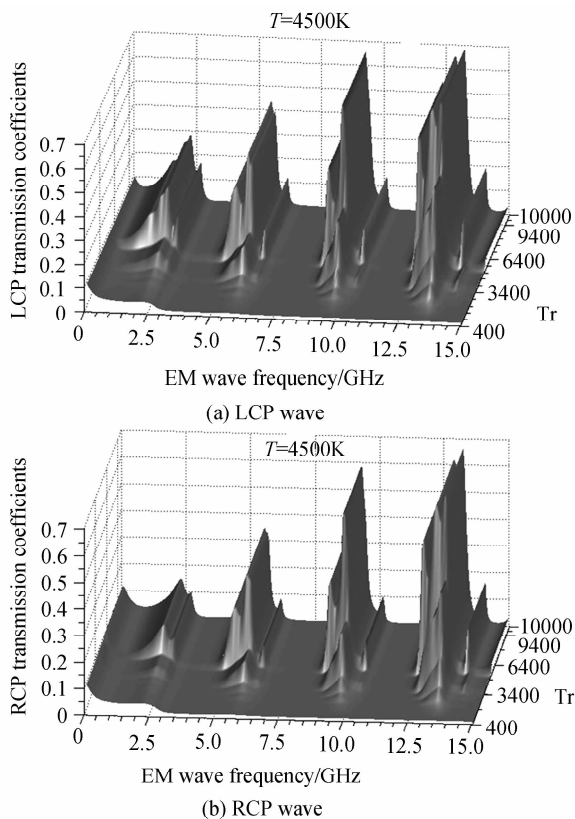


图2 等离子体层均匀分布, $T=4\ 500\text{ K}$; $Tr=400$ 到 $10\ 000$ 时间步时的透射频谱

Fig. 2 Transmission coefficients magnitude versus frequency with homogeneous plasma density as $T=4\ 500\text{ K}$, $Tr=400\sim 10\ 000$ time steps

4 等离子体温度对滤波特性的影响

图3给出了 $T=4\ 500\text{ K}$, $10\ 000\text{ K}$; $Tr=2\ 000$, $9\ 000$ 时间步等离子体均匀分布时的左旋和右旋极化波的透射系数频谱图.由图3可知,随着温度的升高对左旋和右旋极化波产生的光子禁带中的滤波通道几乎没有影响,缺陷层中的谐振频率不会随着温度变化,同时禁带依然保持了较好的周期性,禁带的宽度几乎保持不变,禁带的中心频率略向低频移动.

只是透射峰值会随着温度的升高而减小.如 $Tr=9\ 000$ 时, $T=9\ 000\text{ K}$ 的透射峰值明略低于 $T=3\ 000\text{ K}$ 时的峰值.这主要是因为当等离子体密度一定的条件下,随着温度的升高电子和中性粒子、离子的碰撞频率增大,电子通过碰撞传递给其他粒子的能量就越多,自然对入射电磁波的衰减就越大.当电磁波的频率太大时,电磁波传递给电子的能量必须靠碰撞传递给其它粒子,故电磁波频率越大,温度越高,衰减越大.所以入射波在缺陷层中谐振的幅值变化由此决定.但是无论等离子体此时对入射电磁波是共振衰减还是碰撞衰减^[10],改变温度都不会影响都不会更改滤波通道的位置而仅仅影响其透射峰值.而改变等离子体的上升时间对滤波通道的位置有明显的影.如图3, $Tr=2\ 000$ 时禁带中的滤波通道已经完全消失.所以磁化等离子体光子晶体而言,温度的升高不能改变缺陷层的谐振频率,不能实现对滤波通道的移动.而仅仅能影响透射系数的峰值.而改变等离子体的上升时间对滤波通道有明显的影响,等离子体上升时间越小,滤波能力和效果越差,反之亦然.总之,缺陷的谐振频率对温度不敏感而对等离子体上升时间较为敏感.

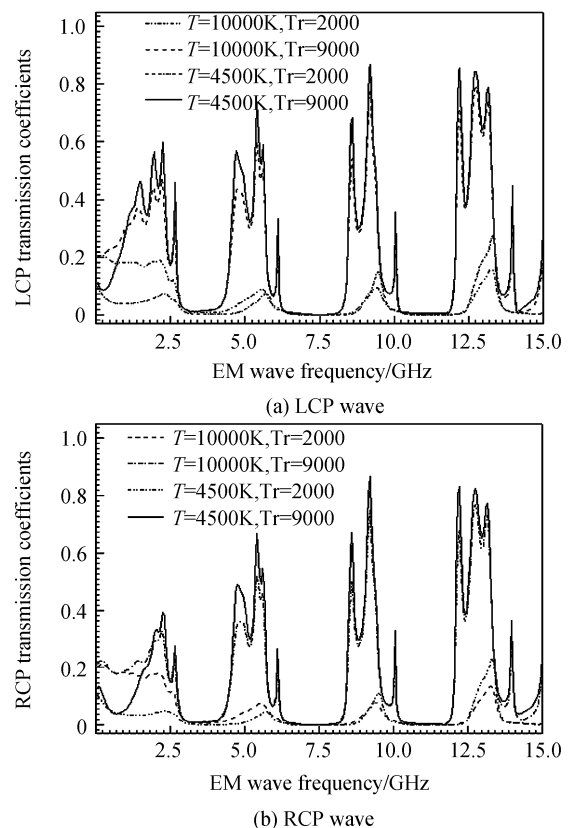


图3 等离子体均匀分布, $\omega p_0=5\text{ GHz}$; $Tr=2\ 000, 9\ 000$ 时间步; $T=4\ 500\text{ K}, 10\ 000\text{ K}$ 时的透射频谱

Fig. 3 Transmission coefficients magnitude of plasma versus frequency with homogeneous plasma density as $\omega p_0=5\text{ GHz}$; $T=4\ 500\text{ K}, 10\ 000\text{ K}$; $Tr=2\ 000, 9\ 000$ time steps

5 等离子体密度对滤波特性的影响

为了分析等离子体密度对滤波特性的影响,将等离子体密度分别选取 a) 线性; b) 抛物线; c) Epstein 分布. 可以得到其等离子体频率的平方表达式分别为

$$a) \omega_p^2(z) = \omega_{po}^2 \frac{z}{z_0} \frac{t}{T_r}$$

$$b) \omega_p^2(z) = \omega_{po}^2 \left(\frac{z}{z_0}\right)^2 \frac{t}{T_r}$$

$$c) \omega_p^2(z) = \frac{\omega_{po}^2}{(1 + \exp(-(z - z_0/2)/\sigma))} \frac{t}{T_r}$$

式中是最大等离子体频率, z_0 是第 1 层等离子体的左边界到第 6 层等离子体的右边界的距离, σ 是 Epstein 分布的梯度因子且取 $\sigma = 4$.

图 4 分别给出了 $T = 4\,500\text{ K}$, $T_r = 10\,000$ 时,

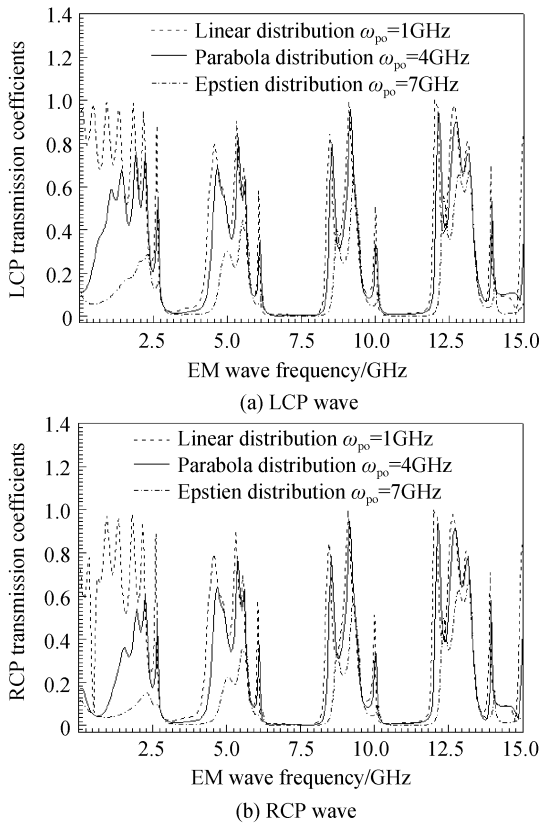


图 4 $T = 4\,500\text{ K}$, $T_r = 10\,000$ 时间步时; 等离子体三种不同密度分布

Fig. 4 Transmission coefficients magnitude of plasma versus frequency with three different plasma density as $T = 4\,500\text{ K}$; $T_r = 10\,000$ time steps

三种不同密度分布在最大等离子体频率为: 1 GHz、4 GHz、7 GHz 的左旋和右旋极化波的透射系数的频谱图. 由图 4 可知, 在温度和等离子体上升时间一定的时候, 通过改变等离子体密度分布在保持禁带的周期性的同时可以实现对滤波通道的移动, 等离子体的电子密度越高其禁带的宽度越大, 滤波通道频率越高, 透射峰值越小. 密度越低其禁带宽度越

窄, 滤波通道频率越低, 透射峰值越大. 这主要是因为当入射电磁波的频率一定时, 等离子体的电子密度越小能被电磁波极化的电子也越少, 等离子体对电磁波的吸收也相应越小. 相反, 等离子体的电子密度越大即等离子体越稠密, 被电磁波极化的电子也越多, 等离子体对电磁波的吸收也相应越大. 所以入射波在缺陷层中的谐振幅值受等离子体密度控制. 而缺陷层的谐振频率是由入射波的频率决定, 改变等离子体的自身的滤波效果就很好的实现了对滤波通道的移动.

为了进一步了解等离子体上升时间、温度和密度对滤波特性的影响. 选取等离子体层为 Epstein 分布, 且 $\omega_{po} = 1\text{ GHz}$, $T = 4\,500\text{ K}$, $T_r = 10\,000$ 为参考条件, 分别改变以上三个参量来研究其对滤波特性的影响. 图 5 给出了等离子体层 Epstein 分布时, 对于 $T = 4\,500\text{ K}$, $45\,000\text{ K}$, $T_r = 1000$, $10\,000$, 最大等离子体频率为 1 GHz、10 GHz 的左旋和右旋极化波的透射系数的频谱图. 图 5 可知, 仅仅改变等离子体的温度很难实现对滤波通道的移动, 但是可以保持禁带的周期特性. 改变等离子体层的密度对滤波通道有明显的调节作用, 而且透射峰值会明显减小, 禁带的周期特性会被破坏. 改变等离子体的上升时间也可以在保持禁带周期性的同时, 实现对滤波通

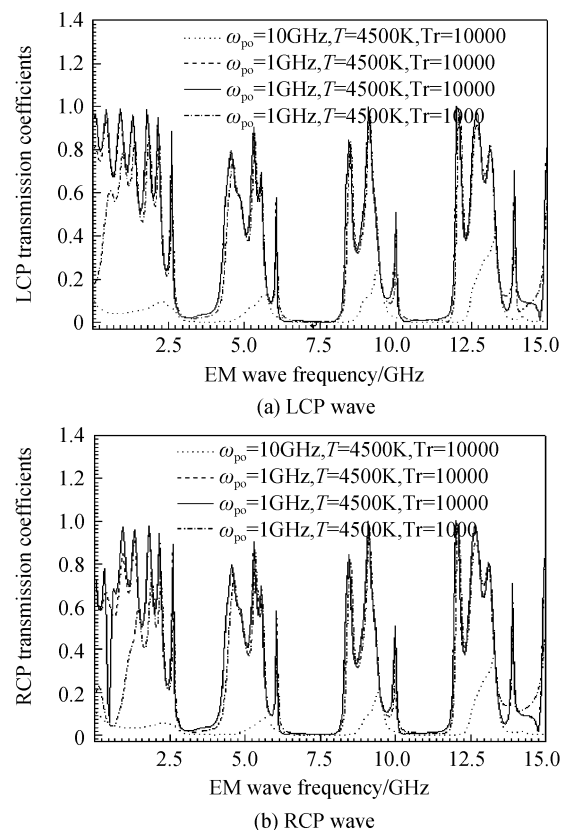


图 5 等离子体密度为 Epstein 分布

Fig. 5 Transmission coefficients magnitude of plasma versus frequency with Epstein plasma density

道的移动.可以在兼顾禁带的周期特性和透射峰值大体不变的情况下实现对滤波通道的移动.

综上所述,改变等离子体的上升时间和密度都能改变滤波通道的位置和峰值,其实质上是通过改变等离子体的电子数量来实现对电磁波吸收能力的调整,从而达到控制缺陷层中入射波谐振频率和透射峰值的目的.而改变等离子体温度不能实现对滤波通道的移动,但可以对实现透射峰值的调整,实质上是改变电子和中性粒子、离子的碰撞频率来实现对电磁波吸收能力的调整,仅仅能对缺陷层中入射波谐振幅值进行调整.

6 结论

本文采用等温近似,用磁化等离子体的分段线形电流密度卷积时域有限差分算法研究了具有单一缺陷层的磁化等离子体光子晶体的滤波特性.以高斯脉冲为激励源,引入了PML吸收边界.用算法公式所得的透射系数来讨论了等离子体上升时间、温度、等离子体层密度对其滤波特性的影响.结果表明,对由左旋和右旋极化波透射系数频谱形成的光子禁带中存在着明显的滤波通道,通过对等离子体上升时间在一定范围内的调整,可以在保持其周期性的同时,实现对滤波通道的移动.仅仅通过升高温度几乎不能实现对滤波通道的移动,但会影响透射峰值.等离子体的密度越大,禁带的宽度越大,可以实现对滤波通道的移动,但是透射峰值却迅速见效,滤波特性变差而且禁带的周期性会遭到破坏.上述分析表明,影响滤波通道位置和透射峰值的决定性因素是等离子体上升时间和等离子体层密度,而不是等离子体温度.所以可以合理选择以上参量实现耐温变的磁化等离子体光子晶体滤波器.

参考文献

[1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**

(20): 2059-206.

- [2] JOHN S. Localization of photons in certain disordered dielectricsuperlattices[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, **58** (23): 2486-2489.
- [3] MEI Luo-qin, YE Wei-min, ZEN Chun. Characteristic properties of transmission research of 2-D photonic crystals using the transfer matrix method (TMM)[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2005, **9**(2): 88-92.
梅洛勤,叶卫民,曾淳,等.用传输矩阵法(TMM)研究二维光子晶体传输特性[J].量子光学学报,2005,**9**(2):88-92.
- [4] OU-YANG Zheng-biao, AN He-nan, RUAN Shuang-chen, *et al.* Promoting the coupling efficiency of waves by a 2D photonic crystal[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(1): 69-72.
欧阳征标,安鹤男,阮双琛,等.利用二维光子晶体提高波的耦合效率[J].光子学报,2004,**33**(1): 69-72.
- [5] WU Wei-qing, CHEN Xiong-wen, ZHOU Hui, *et al.* Investigation of the ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers with hybrid cores[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35** (1): 109-113.
吴维庆,陈雄文,周辉,等.混合纤芯光子晶体光纤超平坦色散的研究[J].光子学报,2006,**35**(1): 109-113.
- [6] LI Yan, ZHENG Rui-sheng, FENG Yu-chun, *et al.* Influence of disordered photonic crystal on light extraction of a kind of light emitting diode model[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(6): 903-905.
李岩,郑瑞生,冯玉春,等.一种发光二极管模型中无序光子晶体对光输出影响的研究[J].光子学报,2006,**35**(6): 903-905.
- [7] HOJO H, MASE A. Dispersion relation of electromagnetic wave in one-dimensional plasma photonic crystals [J]. *J Plasma Fusion Res*, 2004, **80**(2): 89-92.
- [8] LIU S B, HONG W, YUAN N C. Finite-difference time-domain analysis of unmagnetized plasma photonic crystals[J]. *Int J Inf Millimeter Waves*, 2006, **27**(3): 403-423.
- [9] LIU Shao-bin, MO Jing-jun, YUAN Nai-chang. FDTD simulation for magnetized plasma photonic crystals[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(6): 2804-2808.
刘少斌,莫锦军,袁乃昌.磁等离子体光子晶体的FDTD分析[J].物理学报,2005,**54**(6):2804-2808.
- [10] 庄钊文,袁乃昌,刘少斌,等.等离子隐身技术[M].北京:科学出版社,2005:13-14.
- [11] PETRIN A B. Transmission of microwaves through magnetoelectric plasma[J]. *IEEE Trans on Plasma Sci*, 2001, **29**(3): 471-478.

Filtering Properties of One Dimensional Tunable Magnetized Plasma Photonic Crystals with Single Defective Layer

ZHANG Hai-feng^{1,2}, ZHENG Jian-ping², XIAO Zheng-quan²

(1 School of Electric Engineering and Optoelectronic Technique, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

(2 Nanjing Branch, Artillery Academy of the Chinese People's Liberation Army, Nanjing 211132, China)

Abstract: The plasma rising time, plasma temperature and plasma density are taken as the tunable parameters, under the isothermal hypothesis. The piecewise linear current density recursive convolution finite-difference time-domain method for magnetized plasma is applied to study the filtering properties of one dimensional tunable magnetized plasma photonic crystals with single defective layer. The electromagnetic propagation process of a Gaussian pulse through a magnetized plasma photonic crystal is investigated. The transmission coefficients through magnetized plasma photonic crystals are calculated based on which the effects of the plasma rising time, plasma temperature and plasma density on characteristic of filtering are analyzed. The results illustrate that the filter channel can be tuned by changing rising time and plasma density and the resonant frequency can not be tuned by changing plasma temperature.

Key words: Plasma; photonic crystals; Tunable filter; Finite-difference time-domain method



ZHANG Hai-feng was born in 1978. He received his M. S. degree from Nanchang University in 2008. Now he is a lecturer and Ph. D. degree candidate, and his major research interests focus on plasma photonic crystal.