

文章编号: 1000-7032(2009)02-0142-05

时变磁化等离子体光子晶体的禁带特性

章海锋^{1,2}, 马力^{3*}, 刘少斌⁴

(1. 南昌大学 机电学院, 江西 南昌 3300047;

2. 中国人民解放军炮兵学院南京分院, 江苏 南京 211132; 3. 南昌大学 理学院, 江西 南昌 330047;

4. 南京航空航天大学 信息科学与技术学院, 江苏 南京 210016)

摘要: 采用磁化等离子体的分段线形电流密度卷积(Piecewise Linear Current Density Recursive Convolution, PLCDRC)时域有限差分(Finite-Different Time-Domain, FDTD)算法研究了一维时变磁化等离子体光子晶体的禁带特性。以高斯脉冲为激励源,用算法公式所得的电磁波透射系数来讨论了等离子体上升时间、密度、周期常数对其禁带特性的影响。结果表明,改变等离子体上升时间和密度可以实现对禁带的控制。

关键词: 磁化等离子体光子晶体; 光子晶体; 时域有限差分法; 禁带

中图分类号: O484.41

PACS: 42.70.Qs

PACC: 4220

文献标识码: A

1 引 言

20世纪80年代末, Yablonovitch^[1], John^[2]等提出的光子晶体的概念已经成为近年来深受关注的一个新兴研究方向^[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。它具有一定的光子能带结构,使得某些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广泛的运用^[4~9]。等离子体光子晶体是由 Hojo 等^[10]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[11,12]仅对在不考虑外磁场和等离子体层为均匀分布的等离子体光子晶体进行了研究,然而磁化等离子体光子晶体在实际应用过程中不仅工作环境的温度、等离子体的密度存在梯度,而且等离子体频率也存在着一定的弛豫时间(等离子体上升时间)。因此研究等离子体频率的弛豫时间对等离子体光子晶体禁带的影响,在工程应用方面具有重要的理论意义。

本文主要针对磁化等离子体光子晶体进行了研究,采用磁化等离子体的 PLCDRC-FDTD 算法分析各项异性的、碰撞的、时变的磁化等离子体光子晶体的禁带特性,并对电磁波在光子晶体的传播进行仿真计算。通过计算电磁波的透射率,获得其禁带结构。并讨论了等离子体的弛豫时间对禁带特性的影响。

2 仿真计算的 PLCDRC-FDTD 算法

本文采用磁化等离子体的 PLCDRC-FDTD 算法进行仿真计算。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精度。该算法的电场分量和电流密度分量的迭代方程如下^[14]:

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

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

收稿日期: 2008-08-25; 修订日期: 2008-11-24

基金项目: 国家自然科学基金(60771017)资助项目

作者简介: 章海锋(1978-), 男, 江西南昌人, 主要从事等离子体光子晶体、射频仿真的研究。

E-mail: hanlor@163.com

*: 通讯联系人; E-mail: lma@ncu.edu.cn

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

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

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 为真空中的介电常数, Δt 为时间步长。(1) ~ (4) 式中的其它参量定义见文献 [14]。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。

3 模型与仿真计算

用于仿真计算的磁化等离子体光子晶体的物理模型如图 1 所示, 由 7 层介质层和 6 层等离子体层组成一维等离子体光子晶体。电磁波从左向右均匀垂直射入, 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。仿真计算的初始参数定为: $a = b = 1$ cm, 介质层的介电常数为 7, 磁化等离子体光子晶体的周期数为 $N = 6$, 等离子体碰撞频率 $\nu = 3 \times 10^9$ rad/s, 等离子体回旋频率 $\omega_b = 10 \times 10^9$ rad/s。

取 FDTD 计算的空间步长为 1 mm, 根据 Courant 条件, 取时间步长 $\Delta t = 2$ ps。将 13 cm 厚的等离子体光子晶体划分为 130 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 (Perfectly Matched Layer, PML), 占据 5 个网格。沿 $+z$ 轴传播的入射电磁波为高斯脉冲, 该脉冲的表达式由下式给出:

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

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

公式中 τ 为常量。仿真计算时取 $\tau = 20, A = 4.67$ V/m。为了获得磁化等离子体光子晶体的禁带特性, 在仿真计算 10 000 步后, 用在时域得到的电场分量通过傅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) 的频域透射率。即透射率可写为:

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

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

下面就从等离子体的弛豫时间、密度、磁化等离子体光子晶体的周期常数来讨论对磁化等离子体光子晶体禁带的影响。

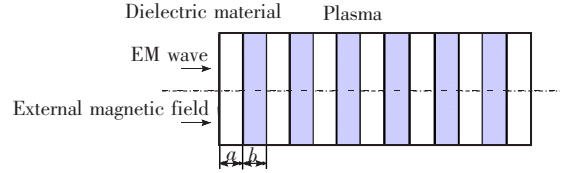


图 1 一维磁化等离子体光子晶体的物理模型

Fig. 1 Physical model of one-dimension magnetized plasma photonic crystals

4 时变等离子体层对禁带特性的影响

为了获得时变等离子层对光子禁带的影响, 将等离子体层分为 a) 线性分布和 b) 均匀线性分布分别进行计算, 其等离子体频率平方的表达式分别为:

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

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

式中 $\omega_{po} = 10\pi \times 10^9$ rad/s, T_r 是等离子体的弛豫时间, t 是仿真计算的时间步, 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。

图 2 和图 3 给出了等离子体均匀分布时, $T_r = 1\ 000, 3\ 000, 5\ 000, 10\ 000$ 时间步时右旋和左旋极化波的透射率频谱图, 图 4 和图 5 给出了等离子体在均匀和线性分布条件下, $T_r = 3\ 000, 8\ 000$ 时间步时右旋和左旋极化波的透射率频谱图。由图 2 和图 3 可知, 对于左旋和右旋极化波产生的光子禁带而言, 等离子体的弛豫时间不同可以获得不同的禁带特性, 随着 T_r 的增大其禁带的宽度会逐渐减小, 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。其禁带的中心频率总体表现为向低频方向移动, 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特性。这主要是因为当入射电磁波的频率一定时, 等离子体弛豫时间越长, 即等离子体密度达到最大值的时间也越长。等离子体弛豫时间越短, 即等离子体密度达到最大值的时间也越短。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少,等离子体对电磁波的吸收也相应越少。相反,等离子体密度越大即电子的密度越大,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。当等离子体密度减小到一定值后,其吸波能力将不会有明显变化。

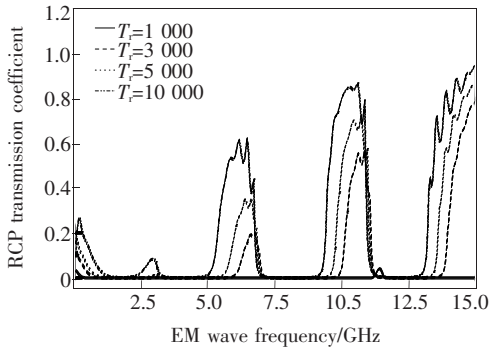


图 2 等离子体均匀分布,时间步长 $T_r = 1\ 000, 3\ 000, 5\ 000, 10\ 000$ 时,右旋极化波的透射率频谱

Fig. 2 Transmission coefficients magnitude versus frequency for RCP wave with homogeneous plasma density as time step $T_r = 1\ 000, 3\ 000, 5\ 000, 10\ 000$

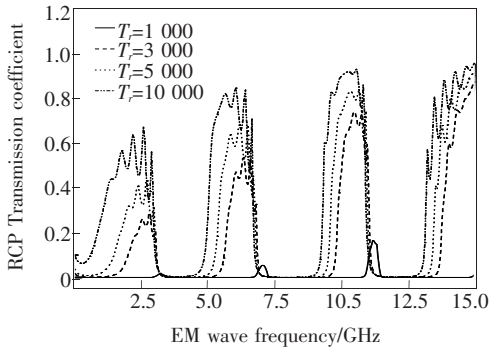


图 3 等离子体均匀分布,时间步长 $T_r = 1\ 000, 3\ 000, 5\ 000, 10\ 000$ 时,左旋极化波的透射率频谱

Fig. 3 Transmission coefficients magnitude versus frequency for LCP wave with homogeneous plasma density as time step $T_r = 1\ 000, 3\ 000, 5\ 000, 10\ 000$

由图 4 和图 5 可知,左旋和右旋极化波产生的光子禁带的透射率峰值都会随着 T_r 的增大和等离子体密度分布不同而发生变化。当 T_r 相等时,等离子体均匀分布其禁带的透射率峰值较线性分布时小,其禁带宽度较线性分布时窄。这主要是因为等离子体中的电子被电磁波的电场加速,吸收电磁波的能量,同时,通过碰撞把能量传给中性粒子和离子,从而实现对入射电磁波的吸收。在相同体积下等离子体均匀分布时参与碰撞的电子数较线性分布时多,所以对相应入射波的

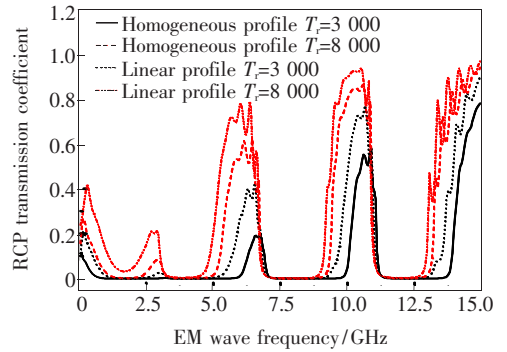


图 4 等离子体均匀分布和线性分布,时间步长 $T_r = 3\ 000, 8\ 000$ 时,右旋极化波的透射率频谱

Fig. 4 Transmission coefficients magnitude versus frequency for RCP wave with homogeneous and linear plasma density as time step $T_r = 3\ 000, 8\ 000$

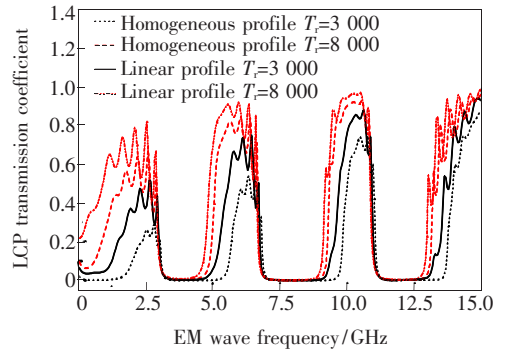


图 5 等离子体均匀分布和线性分布,时间步长 $T_r = 3\ 000, 8\ 000$ 时,左旋极化波的透射率频谱

Fig. 5 Transmission coefficients magnitude versus frequency for LCP wave with homogeneous and linear plasma density as time step $T_r = 3\ 000, 8\ 000$

衰减也越厉害。但无论等离子层的分布是否均匀,都可以通过改变是等离子体的弛豫时间来实现对禁带的拓展,调节禁带的周期性。

5 周期常数对禁带特性的影响

图 6 和图 7 给出了等离子体均匀分布, $T_r = 7\ 000$ 时间步时,周期常数 $N = 1, 6, 10, 16$ 时右旋和左旋极化波的透射率频谱图。由图 6 和图 7 可知,无论是对于左旋还是右旋极化波通过由单一的等离子体层和介质层构成的磁化等离子体光子晶体,都不能形成周期性的光子禁带,其光子禁带的宽度随着周期数的增加而略有增大,且禁带的中心频率略向高频方向移动,当周期参数 N 增加到一定值数值后,再增加周期参数 N ,光子禁带的宽度不再有明显的增加,禁带的宽度几乎保持不

变而且其透射系数的峰值随 N 的增大而减小。因为等离子体是一种耗散特性的介质, 能吸收电磁波主要是因为等离子体中的电子被入射电磁波的电场激励, 吸收电磁波的能量, 同时, 通过碰撞

把能量传递给中性粒子和离子。随着周期常数 N 的增加, 参与吸收电磁波能量的电子数量也随着增加, 因而电磁波在等离子体里的能量损耗也相应增加。所以仅增加周期参数 N 不能显著拓宽光子禁带宽度, 但能保持较好的周期特性。

6 结 论

采用磁化等离子体的 PLCDRC-FDTD 算法研究了一维时变磁化等离子体光子晶体的禁带特性。以高斯脉冲为激励源, 引入了 PML 吸收边界。用算法公式所得的电磁波透射系数来讨论了等离子体弛豫时间(上升时间)对其禁带特性的影响。结果表明, 对由左旋和右旋极化波形成的光子禁带而言, 通过对等离子体的弛豫时间的调整, 能实现对其周期性和宽度的控制。如果在很大范围改变等离子体的弛豫时间会破坏其周期特性, 但可以实现对禁带的拓展。等离子体的弛豫时间越小, 其禁带宽度越宽。等离子体的弛豫时间越大, 其禁带宽度越窄。使磁化等离子体光子晶体呈现高通特性。改变等离子体密度同样会影响禁带, 等离子体密度越大禁带宽度越宽, 等离子体密度越小禁带宽度越窄。单一的等离子体层和介质层构成的磁化等离子体光子晶体不能形成周期性的光子禁带, 一味地增加磁化等离子体光子晶体的周期数不能明显的拓宽光子禁带的宽度。所以, 要实现磁化等离子体光子晶体禁带的拓展, 可以同时改变等离子体的弛豫时间和密度。要获得特定禁带的特性, 不必过多的增加磁化等离子体光子晶体的周期数, 因为周期数很大和周期数较小的磁化等离子体光子晶体几乎有相同的禁带带宽。

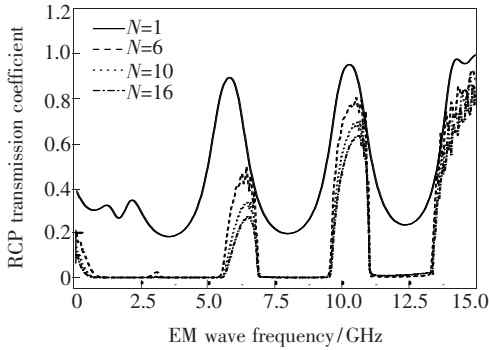


图6 等离子体均匀分布, 时间步长 $T_r = 7000$ 时, $N = 1, 6, 10, 16$ 时右旋极化波的透射率频谱

Fig. 6 Transmission coefficients magnitude versus frequency for RCP wave with homogeneous plasma density as time step $T_r = 7000$, $N = 1, 6, 10, 16$

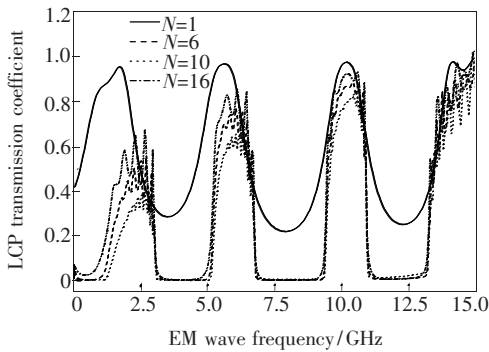


图7 等离子体均匀分布, 时间步长 $T_r = 7000$ 时, $N = 1, 6, 10, 16$ 时左旋极化波的透射率频谱

Fig. 7 Transmission coefficients magnitude versus frequency for LCP wave with homogeneous plasma density as time step $T_r = 7000$, $N = 1, 6, 10, 16$

参 考 文 献:

- [1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20):2059-2066.
- [2] John S. Localization of photons in certain disordered dielectric superlattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(23):2486-2489.
- [3] Mei Luoqin, Ye Weimin, Zen Chun. Characteristic properties of transmission research of 2-D photonic crystals using the transfer matrix method (TMM) [J]. *Acta Sinica Quantum Optica* (量子光学学报), 2005, **9**(2):88-92 (in Chinese).
- [4] Ouyang Zhengbiao, An Henan, Ruan Shuangchen, et al. Promoting the coupling efficiency of waves by a 2D photonic crystal [J]. *Acta Photonica Sinica* (光子学报), 2004, **33**(1):69-72 (in Chinese).
- [5] Wu Weiqing, Chen Xiongwen, Zhou Hui, et al. Investigation of the ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers with hybrid cores [J]. *Acta Photonica Sinica* (发光学报), 2006, **35**(1):109-113 (in Chinese).

- [6] Li Yan, Zheng Ruisheng, Feng Yuchun, *et al.* Influence of disordered photonic crystal on light extraction of a kind of light emitting diode model [J]. *Acta Photonica Sinica* (发光学报), 2006, **35**(6):903-905 (in Chinese).
- [7] Chen Song, Wang Weibiao, Liang Jingqiu, *et al.* Two-dimensional square photonic crystal microcavities [J]. *Chin. J. Lumin.* (光子学报), 2007, **28**(1):7-11 (in Chinese).
- [8] Wang Zheping, Wang Cheng. Transmission spectrum of one-dimensional “Chirped” photonic crystal containing negative refraction materials [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2008, **29**(2):221-224 (in Chinese).
- [9] Li Hongtao, Shao Mingzhu, Luo Shiyu. Band structure of one-dimensional photonic crystal with dielectric constant as a sine-squared function in coordinate space [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2008, **29**(2):229-232 (in Chinese).
- [10] 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.
- [11] Liu Shaobin, Hong Wan, Yuan Naichang. Finite-difference time-domain analysis of unmagnetized plasma photonic crystals [J]. *Int. J. Inf. Millimeter Waves*, 2006, **27**(3):403-423.
- [12] Liu Shaobin, Mo Jingjun, Yuan Naichang. FDTD simulation for magnetized plasma photonic crystals [J]. *Acta Phys. Sin.* (物理学报), 2005, **54**(6):2804-2808 (in Chinese).
- [13] Petrin A B. Transmission of microwaves through magnetoactive plasma [J]. *IEEE. Trans. Plasma Sci.*, 2001, **29**(3):471-478.
- [14] Zhuang Zhuowen, Yuan Naichang, Liu Shaobin, *et al.* *Plasma Stealth Technology* [M]. Beijing: Science Press, 2005 (in Chinese).

The Forbidden Band Gap of Time-varying Magnetized Plasma Photonic Crystals

ZHANG Hai-feng^{1,2}, MA Li³, LIU Shao-bin⁴

(1. College of Machine and Electronic Science, Nanchang University, Nanchang 330047, China;

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

3. College of Sciences, Nanchang University, Nanchang 330047, China;

4. College of Information Science & Technology, Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The piecewise linear current density recursive convolution (PLCDRC) finite-difference time-domain (FDTD) method for magnetized plasmas was applied to study the characteristics of the one dimension time-varying magnetized plasma photonic crystal forbidden band gaps. The electromagnetic propagation process of a Gaussian pulse through a time-varying magnetized plasma photonic crystal was investigated. The transmission coefficients through time-varying magnetized plasma photonic crystals were calculated, and the effects of periodic constant, plasma temperature and density on characteristics of band gap structure for magnetized plasma photonic crystals were analyzed with them. The results illustrated that the different band gaps can be gotten by changing the rising time and density of plasma.

Key words: magnetized plasma photonic crystals; photonic crystals; finite-difference time-domain method; forbidden band gap

CLC number: O484.41

PACS: 42.70.Qs

PACC: 4220

Document Code: A