

文章编号: 1001-3806(2009)04-0393-04

温度、密度对磁化等离子体光子晶体的影响

章海锋^{1,2}, 马力³, 刘少斌⁴

(1. 中国人民解放军炮兵学院 南京分院, 南京 211132; 2. 南昌大学 机电学院, 南昌 3300047; 3. 南昌大学 理学院, 南昌 330047; 4. 南京航空航天大学 信息科学与技术学院, 南京 210016)

摘要: 为了研究温度、密度对磁化等离子体光子晶体禁带特性的影响, 采用在等温近似的条件下, 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1维磁化等离子体光子晶体的禁带特性。以高斯脉冲为激励源, 用算法公式得到的电磁波透射系数来讨论了温度、等离子体层密度对其禁带特性的影响。结果表明, 改变温度和等离子体层密度分布可以实现对禁带的控制。

关键词: 物理光学; 光子晶体; 磁化等离子体光子晶体; 时域有限差分法; 禁带

中图分类号: O734 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2009.04.017

Effect of temperature and density on characteristics of prohibit band gap in magnetized plasma photonic crystals

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

(1. Nanjing Branch, Artillery Academy of the Chinese People's Liberation Army, Nanjing 211132, China; 2. College of Machine and Electronic Science, Nanchang University, Nanchang 330047, 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: In order to study the effect of plasma temperature and density on the characteristics of the prohibit band gap in magnetized plasma photonic crystals, under the isothermal hypothesis, the characteristics of the prohibit band gaps for one-dimension magnetized plasma photonic crystals were studied with piecewise linear current density recursive convolution finite-different time-domain method. The electromagnetic propagation process of a Gaussian pulse through a magnetized plasma photonic crystal was investigated. The transmission coefficients through the magnetized plasma photonic crystal were calculated based on which the effect of plasma temperature and density on characteristics of band gap was analyzed. The results illustrate that the band gap can be controlled by changing the temperature and density of plasma.

Key words: physical optics; photonic crystal; magnetized plasma photonic crystal; finite-different time-domain method; prohibit band gap

引言

20世纪80年代末, YABDONOVITCH^[1], JOHN^[2]等人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。它具有一定的光子能带结构, 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]。等离子体光子晶体是由 HOJO 等人^[7]

提出的。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。LIU 等人^[8-9]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工作环境的温度一般不是恒定的, 等离子体的密度也存在梯度, 因此, 研究温度和密度对磁化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意义。

作者主要针对磁化等离子体光子晶体进行研究, 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-different time-domain, PLCDRC-FDTD) 算法分析非均匀、各项异性的、热的、碰撞的、非时变的磁化等离子

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(60771017)

作者简介: 章海锋(1978-), 男, 讲师, 研究方向为等离子体光子晶体、射频仿真。

E-mail: hanlor@163.com

收稿日期: 2008-06-02; 收到修改稿日期: 2008-07-12

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。经计算电磁波的透射率,获得其禁带结构。并讨论了温度和等离子体密度对禁带特性的影响。

1 用于仿真计算的 PLCDRC-FDTD 算法

作者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^[10]:

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

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

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

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

式中, E_x, E_y 是电场强度, H_x, H_y 是磁场强度, J_x, J_y 是电流密度, ϵ_0 为真空中的介电常数, Δt 为时间步长, Δz 为空间步长, ω_b 为等离子体回旋频率, $X, U, Y, Z, W, D, V, \sigma^0, \xi^0$ 为算法中间迭代变量, (1)式、(2)式、(3)式、(4)式中的其它参量定义见参考文献[10]。磁场的迭代公式与常规时域有限差分公式相同。电介质的处理与常规 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1

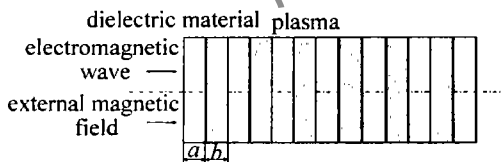


Fig. 1 Physical model of 1-D magnetized plasma photonic crystals

维等离子体光子晶体。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 $0\text{GHz} \sim 15\text{GHz}$ 。仿真计算的初始参量定为: $a = b = 1\text{cm}$, 介质层的介电常数为 7, 等离子体频率 $\omega_p = 10\pi \times 10^9\text{rad/s}$, 等离子体回旋频率 $\omega_b = 10 \times 10^9\text{rad/s}$ 。

取 FDTD 计算的空间步长为 1mm , 根据 Courant 条件,取时间步长 $\Delta t = 2\text{ps}$ 。将 13cm 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(electromagnetic, EM)为高斯脉冲,该脉冲的表达式由下式给出: $E_i(t) = -A \cdot (t - 6\tau) \exp\left[-\frac{4\pi(t - 6\tau)^2}{30\tau^2}\right], t \leq 10\tau; E_i(t) = 0, t > 10\tau$, 其中, τ 为常量。仿真计算时取 $\tau = 20, A = 4.67\text{V/m}$ 。为了获得磁化等离子体光子晶体的禁带特性,在仿真计算 10000 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:

$$T_{\text{RCP}}(\omega) = \hat{E}_x(\omega) + \hat{E}_y(\omega) \quad (5)$$

$$T_{\text{LCP}}(\omega) = \hat{E}_x(\omega) - \hat{E}_y(\omega) \quad (6)$$

下面就从温度、等离子体层密度来讨论对磁化等离子体光子晶体禁带的影响。

3 温度对禁带特性的影响

假设磁化等离子体光子晶体由不均匀的、各向异性的、热的、碰撞的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其运动。温度、密度的关系^[11]如下:

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

$$p = n_e(\mathbf{r}) k T \quad (8)$$

$$\omega_p^2 = n_e(\mathbf{r}) e^2 / (m \epsilon_0) \quad (9)$$

式中, $n_e(\mathbf{r})$ 是自由电子密度; $\nu(\mathbf{r})$ 是电子有效碰撞频率; k 是玻尔兹曼常数; T 是等离子体温度; p 是等离子体压强, e 和 m 分别是电子电量和质量; \mathbf{r} 表示等离子体的空间矢量。(7)式已假设等离子体取等温近似。

在等离子体分布均匀的条件下,图2中给出了 $T = 300\text{K} \sim 46000\text{K}$ 时左旋极化波的透射率频谱图,图3是 $T = 300\text{K} \sim 46000\text{K}$ 时右旋极化波的透射率频谱图,由图2和图3可知,随着温度的升高,左旋和右旋极化波产生的光子禁带除其低频段有变化外,光子禁带的其它部分几乎没有影响,依然保持了较好的周期性,禁带

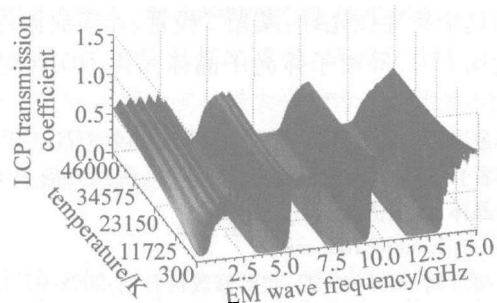


Fig. 2 Transmission coefficient magnitude versus frequency for LCP wave as $T = 300\text{K} \sim 46000\text{K}$

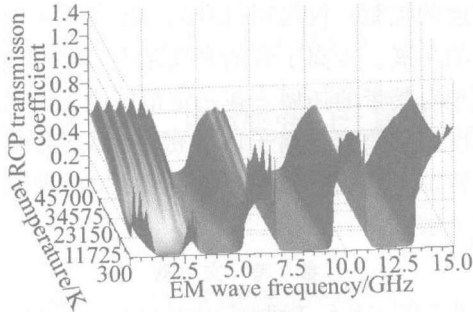


Fig. 3 Transmission coefficient magnitude versus frequency for RCP wave as $T = 300\text{K} \sim 46000\text{K}$

的宽度几乎保持不变,禁带的中心频率略微向低频方向移动。其透射率的峰值随着温度的升高而减小,但温度升高到一定值后其峰值不会再减小而是缓慢上升后趋于定值。这主要是因为随着温度的升高,电子和中性粒子、离子的碰撞频率增大,即等离子体的碰撞频率增大。温度太高时,等离子体内的电子频繁的和中性粒子和离子碰撞,等离子体内的电子被电磁波极化的数量相对减少了,即电子还未真正被电磁波加速就和其它粒子发生碰撞;当电磁波的频率太大时,电子的极化周期变短,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。当入射电磁波的频率接近最大等离子体频率时,由于电磁波的频率接近截止区^[10],等离子体对电磁波的衰减将变得非常大,即共振衰减。当入射电磁波的频率远离最大等离子体频率时,等离子体对电磁波的衰减主要是碰撞吸收。共振衰减要比碰撞衰减要大很多。如图3所示, $T = 300\text{K}$ 时,在 $1.25\text{GHz} \sim 2.5\text{GHz}$ 存在着光子禁带,但随着温度的升高禁带宽度逐渐变窄,当 $T = 46000\text{K}$ 时已经完全消失。所以随着温度的升高,低频段的禁带中心频率会向低频方向移动直至消失,但是左旋和右旋极化波产生的光子禁带总体变化趋势是向高频方向移动,即整体表现为高通滤波特性。而透射率的峰值表现为先减小后增大最后趋于定值。总之,仅靠提高等离子体的温度,不能实现对其禁带的拓展,仅会对低频段禁带带宽造成影响。而且温度参量几乎不会影响其禁带的周期性。

4 密度对禁带特性的影响

为了分析等离子体密度对禁带特性的影响,等离子体密度分别选取:(1)线性;(2)抛物线;(3)Epstein分布。得到其等离子体频率的平方表达式分别为:(1) $\omega_p^2(z) = \omega_{p0}^2 \frac{z}{z_0}$; (2) $\omega_p^2(z) = \omega_{p0}^2 \left(\frac{z}{z_0}\right)^2$; (3) $\omega_p^2(z) = \frac{\omega_{p0}^2}{1 + \exp[-(z - z_0/2)/\sigma]}$ 。式中, z_0 是第1层等离子体层的左边界到第6层等离子体层的右边界的距离, σ 是

Epstein分布的梯度因子, ω_{p0} 是最大等离子体频率。

图4和图5中分别给出了温度 $T = 900\text{K}$ 时,3种不同密度分布在最大等离子体频率为 3GHz , 5GHz , 10GHz 的左旋和右旋极化波的透射的频谱图。图6和图7中分别给出了等离子体电子密度 Epstein分布在 $\sigma = 2\text{cm}$ 时,对于 T 为 500K 和 5000K , 最大等离子体频率为 2GHz , 7GHz 的左旋和右旋极化波的透射透射

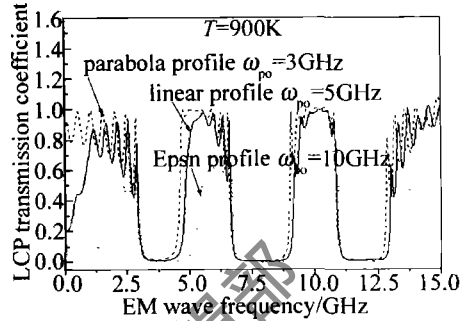


Fig. 4 Transmission coefficient magnitude versus frequency for LCP wave with three different kinds of plasma densities

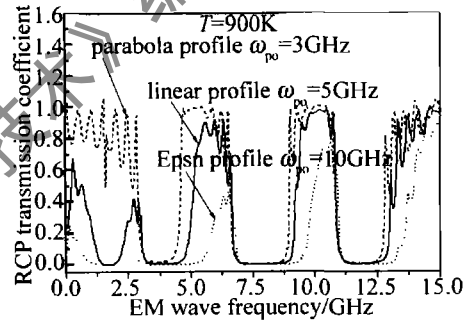


Fig. 5 Transmission coefficient magnitude versus frequency for RCP wave with three different kinds of plasma densities

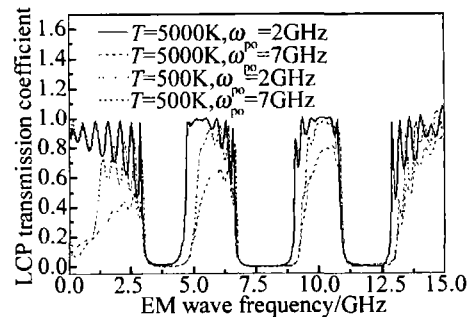


Fig. 6 Transmission coefficient magnitude versus frequency for LCP wave with Epstein plasma density

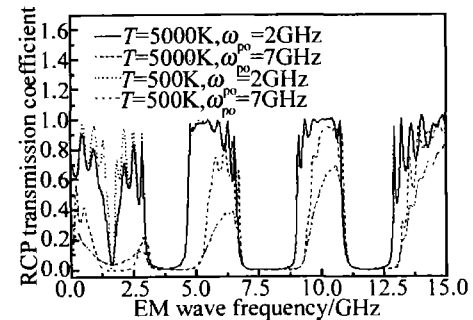


Fig. 7 Transmission coefficient magnitude versus frequency for RCP wave with Epstein plasma density

率的频谱图。由图4和图5可知,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光子禁带的拓展,等离子体的电子密度越高其禁带的宽度越大,密度越低其禁带宽度越窄。这主要是因为当入射电磁波的频率一定时,电子的密度越低即等离子体越稀薄,从而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,电子的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。由图6和图7可知,通过对温度和等离子体电子密度在一定范围内的调整,在保持禁带周期性的同时,来实现对禁带宽度的控制是完全可行的。在温度较低而等离子体的电子密度较大的情况下,可以较好地实现对禁带的拓展。如图6所示,温度为500K、最大等离子体频率为7GHz时右旋极化波产生的禁带特性较温度为5000K、最大等离子体频率为2GHz时的禁带特性要好。当温度升高即等离子体碰撞频率增大时,等离子体对电磁波的吸收增大,可以实现使得光子禁带的中心频率向高频方向移动。等离子体电子密度增大时,有更多的自由电子响应入射电磁波的电场作用,使得禁带宽度得到了拓展。

5 结论

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1维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温度、等离子体层密度对其禁带特性的影响。结果表明,对由左旋和右旋极化波透射率频谱形成的光子禁带而言,通过对温度和等离子体电子密度在一定范围内的调整,可以在保持其周期性的同时,实现对

禁带宽度的控制。仅仅通过升高温度几乎不能实现对其宽度的拓展。等离子体的密度越大,其宽度越大,从而能实现对禁带的拓展。在一定范围内无论是单一的改变温度还是改变等离子体的密度,都不会明显改变其周期特性。其宽度对温度不太敏感,对等离子体的密度较为敏感。

参考文献

- [1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. *Phys Rev Lett*, 1987, 58(20): 2059-2062.
- [2] JOHN S. Localization of photons in certain disordered dielectric superlattices [J]. *Phys Rev Lett*, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [3] MEI L Q, YE W M, ZEN C. Characteristic properties of transmission research of 2-D photonic crystals using the transfer matrix method (TMM) [J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2003, 9(2): 88-92 (in Chinese).
- [4] OUYANG Zh B, AN H N, RUAN S C, *et al.* Promoting the coupling efficiency of waves by a 2-D photonic crystal [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, 33(1): 69-72 (in Chinese).
- [5] WU W Q, CHEN X W, ZHOU H, *et al.* Investigation of the ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers with hybrid cores [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, 35(1): 109-113 (in Chinese).
- [6] LI Y, ZHANG R S, FENG Y C, *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 (in Chinese).
- [7] HOJO H, MASE A. Dispersion relation of electromagnetic waves in one-dimensional plasma photonic crystals [J]. *Journal of Plasmas and Fusion Research*, 2004, 80(2): 89-90.
- [8] LIU Sh B, HONG W, YUAN N C. Finite-difference time-domain analysis of unmagnetized plasma photonic crystals [J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2006, 27(3): 403-423.
- [9] LIU Sh B, MO J J, YUAN N C. FDTD simulation for magnetized plasma photonic crystals [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, 54(6): 2804-2808 (in Chinese).
- [10] ZHUANG Z W, YUAN N C, LIU Sh B, *et al.* Plasma stealth technology [M]. Beijing: Science Press, 2005: 13-14 (in Chinese).
- [11] PETRIN A B. Transmission of microwaves through magnetoelectric plasma [J]. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2001, 29(3): 471-478.
- [12] YABLONOVITCH E, GMITTER T J, BHAT R. Inhibited and enhanced spontaneous emission from optically thin AlGaAs/GaAs double heterostructures [J]. *Phys Rev Lett*, 1988, 61(22): 2546-2549.
- [13] HO K M, CHAN C T, SOUKOULIS C M. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures [J]. *Phys Rev Lett*, 1990, 65(25): 3152-3155.
- [14] FANG Y T, SHEN T G, TAN X L. Absolute photonic band gaps of 2-D cubic compound lattice [J]. *Laser Technology*, 2004, 28(4): 344-345 (in Chinese).
- [15] QI J X, WEN Sh Ch. Research of optical properties of one-dimension photonic crystals constructed by positive-negative refractive materials [J]. *Laser Technology*, 2006, 30(5): 504-506 (in Chinese).
- [16] YABLONOVITCH E, GMITTER T J, LEUNG K M. Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing non-spherical atoms [J]. *Phys Rev Lett*, 1991, 67(17): 2295-2298.
- [17] LEUNG K M, LIN Y F. Full vector calculation of photonic band structure in face-centered-cubic dielectric media [J]. *Phys Rev Lett*, 1990, 65(25): 2646-2649.
- [18] XIA Y N, GATES B, LI Z Y. Self-assembly approaches to three-dimensional photonic crystals [J]. *Advanced Materials*, 2001, 13(6): 409-413.
- [19] EL-KADY I, SIGLAS M M, BISAWAS R, *et al.* Dielectric waveguides in two-dimensional photonic bandgap material [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, 17(11): 2042-2049.
- [20] KOPPERSCHMIDT P. Tetragonal photonic woodpile structures [J]. *Appl Phys*, 2003, B76(7): 729-734.
- [21] LIN S Y, FLEMING J G. A three-dimensional optical photonic crystal [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, 17(11): 1944-1947.
- [22] NODA S, YAMAMOTO N, IMADA M, *et al.* Alignment and stacking of semiconductor bandgaps by wafer-fusion [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, 17(11): 1948-1954.
- [23] FLEMING J G, LIN S Y. Three-dimensional photonic crystal with a stop band from 1.35 to 1.95 μm [J]. *Opt Lett*, 1999, 24(1): 49-51.

(上接第392页)