

磁化等离子体光子晶体缺陷态的研究*

章海锋^{1)†} 马 力³⁾ 刘少斌⁴⁾

1) 南昌大学机电学院, 南昌 330031)

2) 中国人民解放军炮兵学院南京分院, 南京 211132)

3) 南昌大学理学院, 南昌 330031)

4) 南京航空航天大学信息科学与技术学院, 南京 210016)

(2008 年 5 月 20 日收到, 2008 年 6 月 25 日收到修改稿)

采用磁化等离子体的分段线性电流密度卷积时域有限差分(PLCDRC-FDTD)算法研究具有单一缺陷层的一维磁化等离子体光子晶体的缺陷模特性. 从频域角度分析得到微分高斯脉冲的透射率, 并讨论该光子晶体的缺陷层厚度、位置、周期常数和等离子体参数对其缺陷模的影响. 结果表明, 改变位置和周期常数不会影响缺陷模的频率, 改变缺陷层的厚度可以增加缺陷模数, 改变等离子体参数能同时影响缺陷模的频率和峰值.

关键词: 磁化等离子体光子晶体, 光子晶体, 缺陷模, 时域有限差分法

PACC: 5225, 5240, 5265

1. 引 言

20 世纪 80 年代末, John^[1], Yablonovitch^[2]等最早提出了光子晶体的概念. 光子晶体由多种介质材料构成, 不同介质材料的结构在空间中呈周期性分布. 光子晶体具有一定的光子带隙, 落在带隙中的电磁波禁止传播, 从而产生了光子禁带. 当光子晶体引入缺陷后, 可使光子局域化(即在光子禁带中出现模密度较大的局域模). 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^[3]、高品质的激光谐振腔^[4]、高效发光二极管^[5]等器件. 等离子体光子晶体是光子晶体的一种, 由 Hojo 等^[6]提出. 它由呈人工周期性结构的等离子体和介质或真空构成. 磁化等离子体既具有各项异性特性, 又具有频率色散和耗散特性, 此特性使等离子体光子晶体具有常规介质光子晶体所不具有的光子禁带特性^[7,8]和光子局域态. 因此研究磁化等离子体光子晶体的光子局域态(缺陷模)特性在工程应用方面具有重要的理论意义.

本文主要针对具有单一缺陷层的磁化等离子体光子晶体进行研究. 以微分高斯脉冲作为激励源, 采用时域有限差分法(FDTD)中的分段线性电流密

度卷积(PLCDRC)算法^[9,10]研究均匀、非时变的磁化等离子体光子晶体的缺陷模特性, 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, 获得此光子晶体的缺陷模. 然后, 讨论磁化等离子体光子晶体的缺陷层厚度、位置、周期常数和等离子体参数对磁化等离子体光子晶体缺陷模的影响.

2. 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^[9]:

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

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

* 国家自然科学基金(批准号: 60771017)资助的课题.

† E-mail: hanlor@163.com

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

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

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

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. (1)–(4)式中的其他参量定义见文献 [9]. 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. 其由 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射入, 外加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 0–15 GHz. 用 M 表示缺陷层在磁化等离子体光子晶体中所处的位置, 用 N 表示该光子晶体的周期数. 仿真计算的初始参数定义为 $N=6, M=7, a=b=c=1\text{ cm}$, 介质层的介电常数 $\epsilon_1=7$, 缺陷层的介电常数 $\epsilon_2=4.5$, 等离子体频率 $\omega_p=10\pi \times 10^9\text{ rad/s}$, 等离子体碰撞频率 $\nu=2 \times 10^9\text{ rad/s}$, 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 1 mm, 根据 Courant 条件, 取时间步长 $\Delta t=2\text{ ps}$. 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 (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:

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

$$E(t) = 0 \quad (t > 10\tau),$$

式中 τ 为常量, τ 的取值与入射波的频率有关, τ 值越小则高频分量越多. 仿真计算时 τ 取 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 (RCP) 和左旋极化波 (LCP) 的频域透射系数. 即透射系数可写为

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

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

图 2 为周期常数 N 分别取 2, 4, 6, 8, 12 时左旋极化波的透射率频谱图. 由图 2 可知, 含单一缺陷层的磁化等离子体光子晶体和介质光子晶体一样都存在缺陷模. 但其缺陷模特性又与一般介质光子晶体不同. 下面就以磁化等离子体光子晶体的缺陷层的厚度、位置、周期常数和等离子体参数为参量来讨论其缺陷模特性.

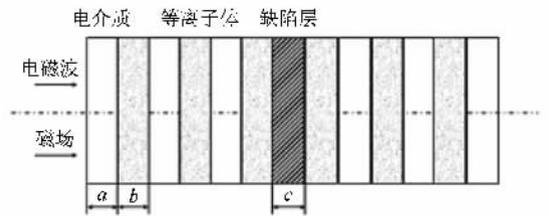


图 1 一维磁化等离子体光子晶体的物理模型

4. 缺陷模的特性

4.1. 缺陷层的位置和周期常数对缺陷模的影响

图 2 和图 3 为周期常数 N 取 2, 4, 6, 8, 12 时左旋和右旋极化波的透射率频谱图. 由图 2 和图 3 可知, 当周期常数 $N=2$ 时左旋和右旋极化波不能产生明显的禁带结构和缺陷模; 只有 $N > 4$ 时, 才能产生明显的禁带结构和缺陷模. 随着 N 的增加, 其缺陷模的频率几乎保持不变, 但峰值却随 N 的增大而显著减小. 这主要是因为缺陷模的产生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, 而等离子体又是一种耗散性介质, 随着 N 的增加, 等离子体对缺陷模的吸收能力也显著增加, 缺陷模的峰值因而会显著减小.

图 4 和图 5 分别为缺陷层位置参数 M 取 3, 5, 7, 9, 11 时左旋和右旋极化波的透射率频谱图. 由图 4 和图 5 可知, 虽然缺陷层在光子晶体中的位置不同, 但是左旋和右旋极化波所产生的缺陷模频率均相同, 且与缺陷层处于光子晶体中央位置时所获得的缺陷模频率完全相同. 当缺陷层越靠近中央位置时其缺陷模的峰值越大, 反之峰值越小. 原因在于

缺陷层位于中央时对晶体的完整性破坏最大,导致共振透射率(缺陷模峰值)最大,而缺陷层位于较偏位置时晶体的完整性破坏不大,故共振透射率(缺陷模峰值)较小。所以,缺陷层的位置和周期参数不会影响缺陷模的频率,但却会影响缺陷模的峰值。

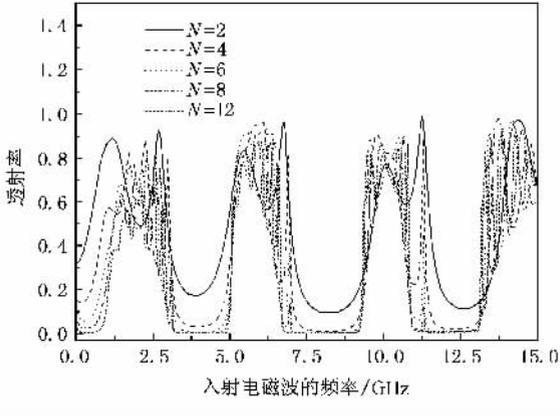


图2 $N=2, 4, 6, 8, 12$ 时左旋极化波的透射率频谱

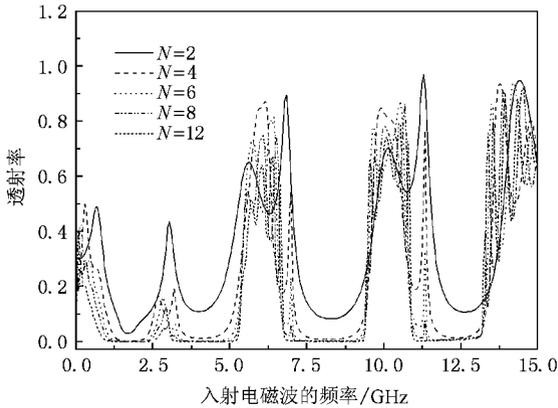


图3 $N=2, 4, 6, 8, 12$ 时右旋极化波的透射率频谱

4.2. 缺陷层的厚度对缺陷模的影响

图6和图7为缺陷层 c 取8—46 mm时左旋和右旋极化波的透射率频谱图。由图6和图7可看出,左旋和右旋极化波通过磁化等离子体光子晶体获得的缺陷模其频率会随缺陷层厚度的增大而有略微的增大,禁带宽度略有增大。当缺陷层厚度由小变大时,缺陷模频率略微向低频方向移动,继续增加缺陷层厚度光子禁带的宽度略有增大,缺陷模频率也相应地有所增大,但当缺陷层的厚度增加到一定值时,在其禁带的上边沿产生一个新的缺陷频率,缺陷模的数目由1个增加到2个。这是因为缺陷模的产生主要源于缺陷层反射的电磁波和行进的电磁波

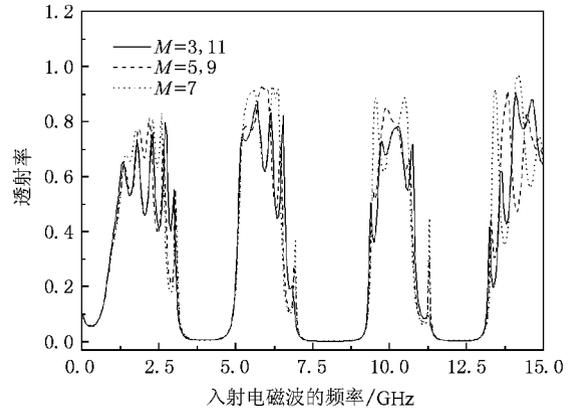


图4 $M=3, 5, 7, 9, 11$ 时左旋极化波的透射率频谱

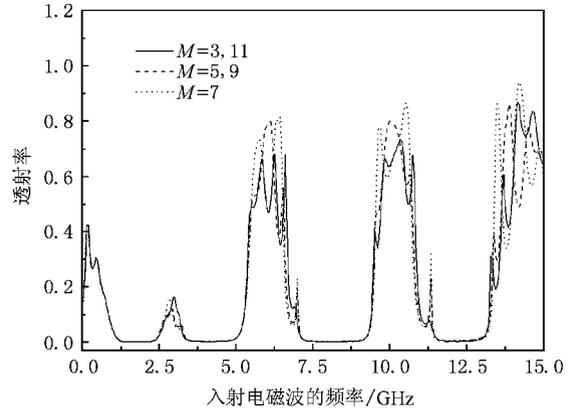


图5 $M=3, 5, 7, 9, 11$ 时右旋极化波的透射率频谱

发生的干涉相长作用。只有当反射的电磁波和行进的电磁波在相位相差 2π 的整数倍时才会产生叠加增强的效果,而缺陷层厚度决定了二者的相位差,当缺陷层的厚度增加到一定值时必然使缺陷模的模数增加,因而可以根据入射电磁波的频率,适当改变缺陷层的厚度,可以改变缺陷模数。

4.3. 等离子体频率对缺陷模的影响

图8和图9为等离子体频率 $\omega_p=1—25$ GHz时左旋极化波和右旋极化波的透射率频谱图。由图8和图9可知,等离子体频率越小左旋极化波和右旋极化波通过磁化等离子体光子晶体获得的缺陷模就越明显,其缺陷模会随等离子体频率的增大而向高频方向移动,缺陷模的峰值会随等离子体频率的增大而减小。当等离子体频率增大到一定值时,缺陷模的峰值会陡然减小至0。如图8和图9,当 $\omega_p=25$ GHz时,左旋极化波和右旋极化波通过磁化等离子

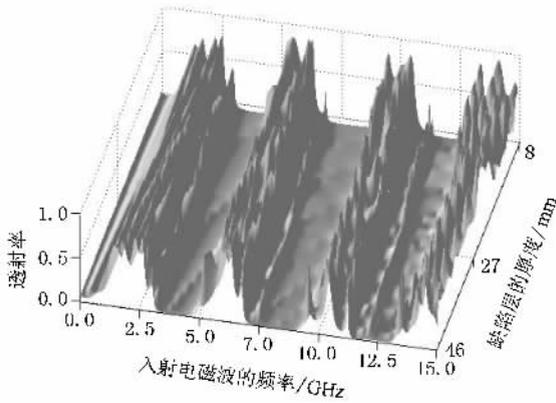


图 6 $c = 8-46$ mm 时左旋极化波的透射率频谱

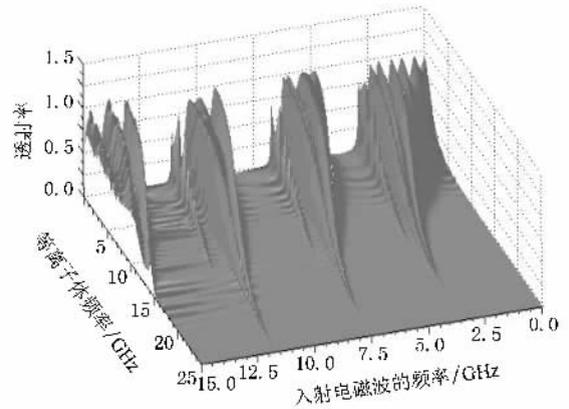


图 8 $\omega_p = 1-25$ GHz 时左旋极化波的透射率频谱

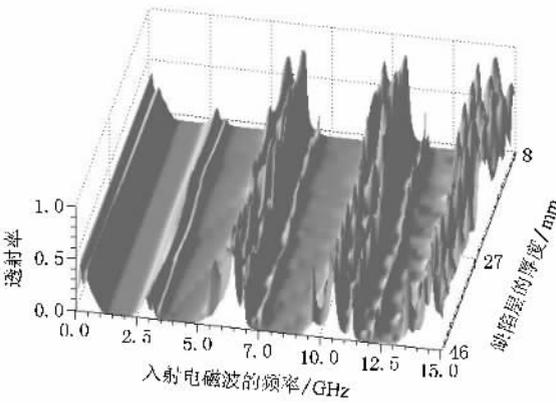


图 7 $c = 8-46$ mm 时右旋极化波的透射率频谱

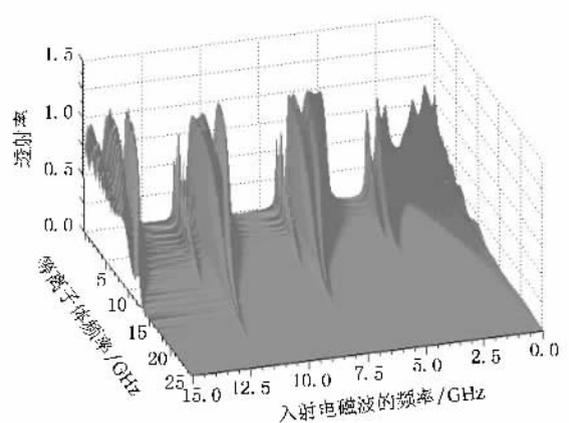


图 9 $\omega_p = 1-25$ GHz 时右旋极化波的透射率频谱

体光子晶体获得缺陷模已经完全消失. 这主要是因为当入射电磁波的频率接近最大等离子体频率时, 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. 共振衰减的影响比碰撞衰减大很多, 当入射波的频率远小于等离子体频率时, 入射波完全被反射. 所以改变等离子体频率可以很好地控制缺陷模的频率和峰值.

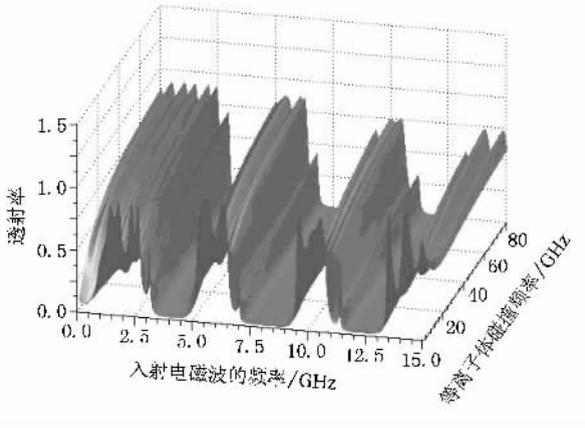
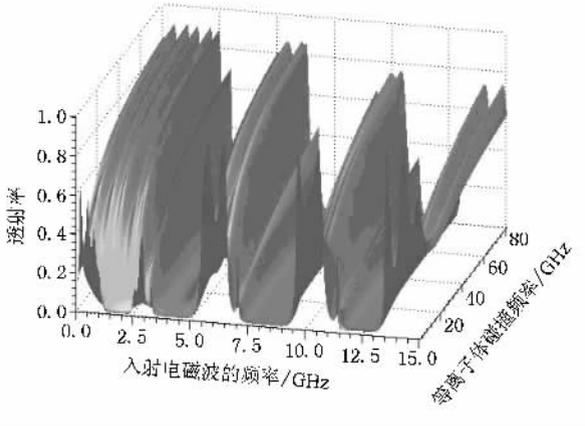
4.4. 等离子体碰撞频率对缺陷模的影响

图 10 和图 11 为等离子体碰撞频率 $\nu = 0.1-80$ GHz 时左旋和右旋极化波的透射率频谱图. 由图 10 和图 11 分别可知, 等离子体的碰撞频率对左旋极化波和右旋极化波通过磁化等离子体光子晶体获得的缺陷模的影响不大, 其缺陷模频率略向高频方向移动. 其缺陷模的峰值随等离子体碰撞频率的增加而减少, 但当等离子体碰撞频率增加到一定值时, 其缺

陷模的峰值不再会有明显的减小, 而是缓慢增加, 最后趋于定值. 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. 由衰减常数与碰撞频率的关系^[10]可得, 当电磁波的频率较低时, 等离子体的碰撞频率越小, 衰减常数越大; 当电磁波的频率较高时, 等离子体的碰撞频率越大, 衰减常数越小.

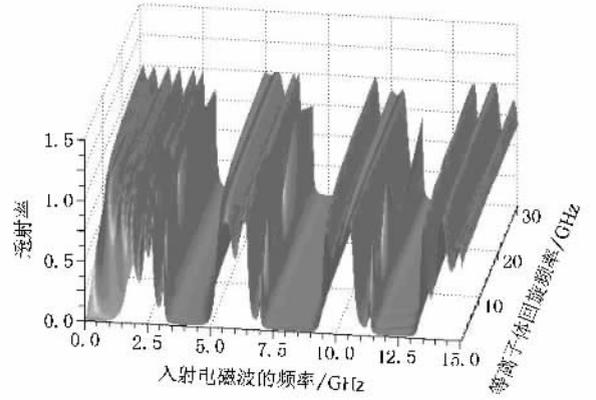
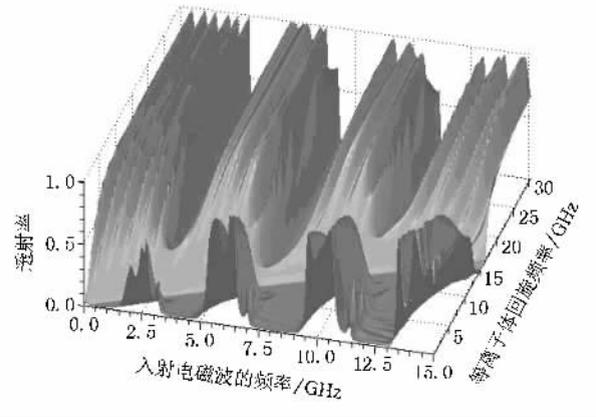
4.5. 等离子体回旋频率对缺陷模的影响

图 12 和图 13 为 $\omega_b = 1-30$ GHz 时左旋和右旋极化波的透射率频谱图. 由图 12 和图 13 可知, 等离子体回旋频率对左旋极化波通过磁化等离子体光子晶体获得的缺陷模的影响不大, 缺陷模频率几乎保持不变, 其获得的禁带也保持了较好的周期性. 而等离子体回旋频率对右旋极化波通过磁化等离子体光子晶体获得的缺陷模影响却很大, 右旋极化波

图 10 $\nu = 0.1 \sim 80$ GHz 时左旋极化波的透射率频谱图 11 $\nu = 0.1 \sim 80$ GHz 时右旋极化波的透射率频谱

的透射率频谱图中存在着一个斜向上的完全禁止带,缺陷模在此中完全消失.只有当等离子体回旋频率较大时,才能再次出现缺陷模且缺陷模频率向低频方向移动了.这主要是因为磁化等离子体对左旋和右旋极化波都有两个通带和一个阻带^[10].对于左旋极化波其阻带范围为 $\omega_b < \omega_L < \omega_c$,其中 $\omega_c = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_b^2/4} - \omega_b/2$,对于右旋极化波其阻带范围为 $\omega_b < \omega_R < \omega_c^1$,其中 $\omega_c^1 = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_b^2/4} + \omega_b/2$.因此只当入射电磁波的频率大于等离子体回旋频率时,磁化等离子体对入射电磁波才有明显的吸收作用即表现为透射率峰值的减小.当入射电磁波的频率远小于等离子体回旋频率时,入射电磁波落在通带中,磁化等离子体对入射电磁波吸收作用减弱即表现为透射率峰值几乎不变趋于定值并且禁带具有较好的周期特性.而左旋极化波截止频率上限的最大值不超过 4.5 GHz,所以等离子体回旋频率仅对其禁带的低频部分造成影响,几乎不影响其缺陷模的频率.而

右旋极化波截止频率几乎是随着等离子体频率的增加而呈线性增加,所以其缺陷模受等离子体回旋频率的影响很大,只有当等离子体回旋频率大于入射电磁波频率时即进入通带后缺陷模才会重新出现.因此,可以通过改变等离子体回旋频率实现对右旋极化波产生的缺陷模进行控制,但对左旋极化波产生的缺陷模无效.

图 12 $\omega_b = 1 \sim 30$ GHz 时左旋极化波的透射率频谱图 13 $\omega_b = 1 \sim 30$ GHz 时右旋极化波的透射率频谱

5. 结 论

本文用磁化等离子体的(PLCDRC-FDTD)算法,在考虑外加磁场作用的情况下,对具有单一缺陷层的等离子体光子晶体进行了电磁仿真计算,分析了等离子体光子晶体缺陷层的厚度、位置、周期常数和等离子体参数对其缺陷模的影响.计算结果表明,对由左旋和右旋极化波透射率频谱形成的禁带而言,引入缺陷后改变磁化等离子体光子晶体的周期数、缺陷层的位置参数及等离子体的碰撞频率不能

有效地调节缺陷模频率大小,仅仅对缺陷模的峰值产生影响.缺陷层的厚度及等离子体频率不但能影响缺陷模峰值的大小,而且能对缺陷模的频率进行有效地调节.改变缺陷层等离子体频率不能增加缺陷模的数目,但改变缺陷层的厚度却能使缺陷模的数目增加.调节等离子体频率只能使缺陷模在一定频率范围内移动.改变等离子体回旋频率的大小,不能影响左旋极化波产生的缺陷频率大小,但能改

变右旋极化波产生的缺陷频率大小且禁带里存在完全禁止带,都能对左右极化波的透射率峰值造成影响.

上述分析表明,合理地选择缺陷层厚度、位置,光子晶体的周期数和等离子体参数,可以获得特定的缺陷模,为设计等离子体光子晶体的器件提供理论参考.

- [1] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [2] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [3] Yakoyama H, Nishi K, Anan T 1992 *Opt. Quant. Electron.* **24** 245
- [4] Villeneuve P R, Fan S, Joannopoulos J D 1996 *Phys. Rev. B* **54** 7837
- [5] Fan S, Villeneuve P R, Joannopoulos J D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3294
- [6] Hojo H, Mase A 2004 *J. Plasma Fusion Res.* **80** 89
- [7] Liu S B, Hong W, Yuan N C 2006 *Int. J. Inf. Millimeter Waves* **27** 403
- [8] Liu S B, Mo J J, Yuan N C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2804 (in Chinese) [刘少斌、莫锦军、袁乃昌 2005 物理学报 **54** 2804]
- [9] Liu S B, Mo J J, Yuan N C 2004 *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.* **14** 222
- [10] Zhuang Z W, Yuan N C, Liu S B, Mo J J 2005 *Plasma Stealth Technology* (Beijing : Science Press) p13 (in Chinese) [庄钊文、袁乃昌、刘少斌、莫锦军 2005 等离子体隐身技术 (北京 科学出版社) 第 13 页]

Defect mode properties of magnetized plasma photonic crystals^{*}

Zhang Hai-Feng^{1,2†} Ma Li³ Liu Shao-Bin⁴

¹ College of Machine and Electronic Science, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

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

³ College of Sciences, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

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

(Received 20 May 2008 ; revised manuscript received 25 June 2008)

Abstract

The piecewise linear current density recursive convolution (PLCDRC) finite-difference time-domain (FDTD) method for magnetized plasmas is applied to study the characteristic of one-dimensional magnetized plasma photonic crystals with a defect layer. In frequency domain, the transmission ratio of electromagnetic Gaussian pulses is computed, and the effects of periodic constant, parameters of plasma and parameters of defect layer such as dielectric length and position on defect mode properties of magnetized photonic crystals are analysed. The results show that the frequency of defect mode cannot be tuned by changing the parameters of position and periodic constant, changing the length of the defect layer can increase the number of defect mode, and the frequency and peak of defect mode can be changed by different parameters of plasma.

Keywords : magnetized plasma photonic crystals, photonic crystals, defect mode, finite-difference time-domain methods

PACC : 5225, 5240, 5265

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60771017).

† E-mail : hanlor@163.com