

等离子体填充金属光子晶体慢波结构色散特性研究

傅涛 杨梓强 欧阳征标

Dispersion properties of plasma-filled metallic photonic crystal slow-wave structure

Fu Tao Yang Zi-Qiang Ouyang Zheng-Biao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 174205 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.174205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I17>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

非长波极限下二维光子晶体中横电模的等效介质理论

Effective medium theory of two-dimensional photonic crystal for transverse electric mode beyond the long-wavelength limit

物理学报.2015, 64(15): 154210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154210>

量子受限效应对称性效应对硅光子晶体禁带的影响

Effects of quantum confinement and symmetry on the silicon photonic crystal band gap

物理学报.2015, 64(6): 064208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064208>

低对称性光子晶体超宽带全角自准直传输的机理研究

Physical mechanism of super-broadband and all-angle self-collimation transmission in photonic crystal with low rotational symmetry

物理学报.2015, 64(6): 064209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064209>

基于磁光效应的二维三角晶格光子晶体模分复用器

Mode division multiplexing of two-dimensional triangular lattice photonic crystal based on magneto-optical effect

物理学报.2015, 64(6): 064210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064210>

单负材料组成一维光子晶体双量子阱结构的共振模

Resonant modes in photonic double quantum well structures with single-negative materials

物理学报.2015, 64(6): 064207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064207>

# 等离子体填充金属光子晶体慢波结构 色散特性研究\*

傅涛<sup>1)2)</sup> 杨梓强<sup>2)</sup> 欧阳征标<sup>1)†</sup>

1)(深圳大学, 电子科学与技术学院, 深圳大学太赫兹技术研究中心, 深圳市微纳光子信息技术重点实验室, 深圳 518060)

2)(电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2015年2月5日收到; 2015年3月25日收到修改稿)

等离子体填充慢波器件为高效率、高功率真空电子微波源的发展提供了新的途径, 但其仿真和理论都具有一定的难度. 本文将通过轮辐天线加载激励信号的方法引入到等离子体填充金属光子晶体慢波结构(SWS)的色散特性仿真分析中, 研究了慢波结构参数和等离子体密度对等离子体填充慢波结构色散特性的影响. 结果表明, 无等离子体填充时, 通过轮辐天线加载激励信号方式得到的色散特性与其他方法差别不大; 与已有结果对比表明, 该方法适用于等离子体填充慢波结构的分析. 为了减小轮辐天线对腔体谐振频率的影响, 需要适当减薄轮辐天线的厚度, 并尽可能缩短其与反射面之间的距离. 天线的厚度越大越能激励慢波场, 越小谐振模式越容易被激励; 慢波结构周期膜片外半径和厚度对色散特性影响不大, 周期长度和膜片内半径对色散特性影响较大; 频率和相速色散曲线随等离子体密度上升而整体向高频区移动; 等离子体填充对低频模点的影响要大于对高频模点的影响; 对于慢波器件, 需要选择高频模点工作模式, 以减少腔的尺寸并降低电子注的初速度.

**关键词:** 等离子体填充, 金属光子晶体, 色散曲线, 慢波结构

**PACS:** 42.70.Qs, 52.65.-y, 52.40.Fd, 11.55.Fv

**DOI:** 10.7498/aps.64.174205

## 1 引言

等离子体填充后, 真空微波器件的功率和效率都有很大的提高<sup>[1-3]</sup>. 此外, 金属光子晶体(MPC)不仅具有普通介质光子晶体所不具有的从零频率开始的禁带, 而且能够消除介质材料中存在的电荷沉积现象, 而等离子体填充的光子晶体也具有复杂的物理特性<sup>[4,5]</sup>, 因此近年来等离子体填充的金属光子晶体微波和THz真空电子源器件的发展越来越受到重视<sup>[6-9]</sup>. 高喜等<sup>[10]</sup>利用二维腔体构建了慢波结构辐射源, 消除了模式竞争; 为了改进谐振模式场特性和增大辐射效率, 又提出了圆缺陷变态结构光子晶体腔体慢波结构<sup>[11]</sup>. 在此基础上, 我们研究了等离子体填充的可调谐金属光子晶体的带

隙特性<sup>[12,13]</sup>, 并对等离子体填充金属光子晶体腔体特性进行了研究<sup>[14]</sup>. 通过研究发现, 等离子体不仅能够改变光子晶体的带隙特性和腔体的谐振频率, 而且能够改变腔体内电磁波场的幅值.

对慢波结构色散特性的全面分析是设计真空微波源的首要步骤. 理论方面, 分析慢波结构色散特性的常用方法有<sup>[15]</sup>: 场匹配法、等效电路法等. 仿真方面, 对于周期结构一般通过分析一个周期单元边界的相位差的方法求得色散特性<sup>[16]</sup>. 但是, 对于非固定边界结构的等离子体金属光子晶体慢波结构而言, 该方法就不适用了. Guo等<sup>[17]</sup>提出了利用轮辐天线加载信号激励谐振腔中 $TM_{01}$ 模式的表面慢波场以分析色散特性的方法, 该方法得到了实验验证<sup>[18]</sup>. 因此, 本文将轮辐天线作为收发装置, 利用CST公司Microwave Studio (MWS, 下文

\* 国家自然科学基金(批准号: 61275043, 60877034)和深圳市科信局(批准号: 200805, CXB2011105050064A)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zbouyang@szu.edu.cn

简称 CST) 软件和“Drude”模型分析等离子体填充金属光子晶体的色散特性.

## 2 仿真模型与原理

图 1 给出了慢波结构谐振腔结构的模型, 其中, 图 1 (a) 为金属柱光子晶体谐振腔的二维平面结构, 图 1 (b) 为利用谐振腔构成的包含 5 个周期单元的

盘荷加载慢波结构, 其中黑色代表理想导体, 在慢波结构内部填充有等离子体. 同轴线的外层与金属慢波结构相连, 微波通过同轴线馈入到与内芯相连的轮辐天线上, 慢波结构的具体参数如表 1 所示. 将两端同轴线分别设置为输入输出端口, 扫描激励频率可得上述结构的  $S_{21}$  和  $S_{11}$  曲线, 根据曲线中的谐振点即可得色散曲线.

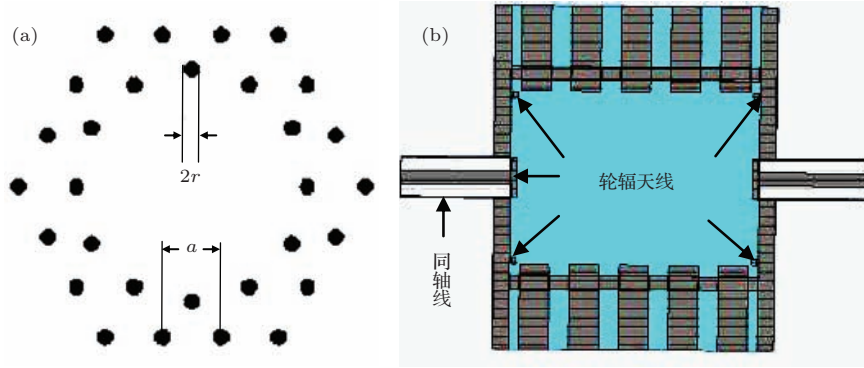


图 1 (网刊彩色) 慢波结构仿真模型平面图 (a) 慢波结构谐振腔平面图; (b) 慢波结构  $y-z$  切面图  
Fig. 1. (color online) The sectional views of the SWS simulated: (a) the cross-sectional view of the resonance cavity; (b) the  $y-z$  sectional view of the SWS.

选取合适的结构参数, 首先需要对光子晶体的带隙特性进行分析. 我们已经对金属光子晶体的禁带特性进行了研究, 并根据带隙特性进行了金属光子晶体谐振腔结构的相关研究 [14].

为了便于选取合适的结构参数, 下面给出了三角晶格金属光子晶体中填充率变化对金属光子晶体全局带隙的影响, 如图 2 所示, 其中  $\omega$ ,  $a$ ,  $c$  和  $r$  分别代表电磁波频率、晶格常数、真空中光速及金属柱半径.

适的填充率可以使工作模式处于禁带内, 其他模式处于通带. 当取  $r = 0.5 \text{ mm}$ ,  $a = 3.8 \text{ mm}$  时, 图 2 中的 A, B, C, D 对应于图 1 (a) 谐振腔结构中  $TM_{02}$ ,  $TM_{21}$ ,  $TM_{11}$ ,  $TM_{01}$  四个模式的归一化频率.  $TM_{11}$ ,  $TM_{21}$  因为角向不均匀所以在慢波结构中不能被激发, 而作为竞争模式的  $TM_{02}$  模处于通带中, 不能在谐振腔中存在, 从而达到消除模式竞争的目的, 对于等离子体填充的模型具有同样的现象 [10,11].

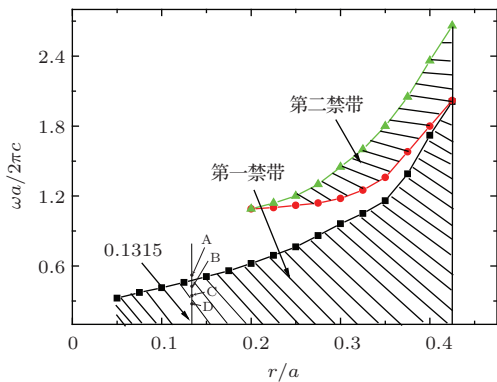


图 2 (网刊彩色) 三角晶格金属光子晶体全局带隙随填充率变化图  
Fig. 2. (color online) The complete bandgap of triangular MPC versus filling ratio.

从图 2 可以看出, 在  $r/a < 0.2$  时, 金属光子晶体中只存在第一全局禁带. 因而通过选取合

表 1 仿真慢波结构参数  
Table 1. The parameters of the SWS simulated.

名称	单位/mm
金属杆半径 ( $r$ )	0.5
晶格常数 ( $a$ )	3.8
膜片外半径 ( $s_r$ )	12.5
膜片内半径 ( $s_r \text{ min}$ )	6.3
金属膜片厚度 ( $s_t$ )	2.0
慢波结构周期长度 ( $L$ )	3.0

设谐振腔中慢波结构的周期数为  $N = 5$ , 则所对应的谐振频率点数为 6 个, 各谐振频率点所对应

的波数  $k_z$  由下式给出 [17]:

$$k_z = n\pi/NL, \quad n = 0, 1, \dots, 5. \quad (1)$$

谐振频谱各峰值频率分别对应于 0 模,  $\pi/5$  模,  $\dots$ ,  $\pi$  模的谐振频率. 根据谐振点频率及 (1) 式计算得到的波数, 即可以绘出色散曲线.

为了验证激励天线对慢波结构中不同模式波的特性的影响, 我们将多种方法计算得出的无等离子体填充的慢波结构色散特性进行对比. 一种方法是根据弗洛奎 (Floquet) 定理改变单周期边界相位差的方法利用 High Frequency Structure Simulator (HFSS) 得到色散特性 [18]; 另一种是根据上文提到的轮辐天线加载激励法利用 CST 得到色散曲线. 图 3 给出了两种方法得到的慢波结构的频率和相速度 ( $V_p = \omega/k_z$ ) 色散曲线的对比结果. 其中, 频率曲线为沿  $k_z$  的递增曲线, 相速度为沿  $k_z$  递减曲线. 由图 3 可以看出, 利用 CST 仿真得到的频率和相速度色散曲线, 与利用 HFSS 周期边界条件得到的结果具有较好的一致性. 但在  $\pi$  模附近, 轮辐天线激励法得到的模式频率略低, 这是由于  $\pi$  模点的电场完全是一种表面场, 利用轮辐天线加载激励的表面场较弱, 同时由于天线的微扰, 导致两者之间略有差异. 另外, 从图 3 中可知,  $k_z$  越接近  $\pi$  模点, 相速越低, 所以, 对于慢波器件, 需要选择高阶模点工作模式, 以减少腔的尺寸并降低电子注的初速度.

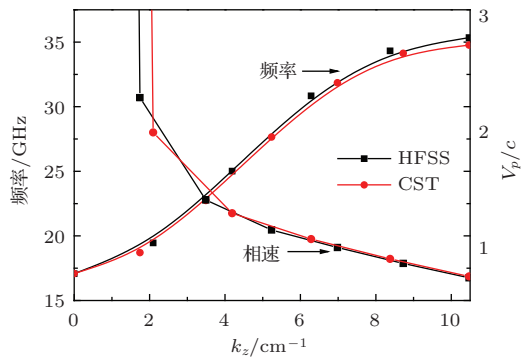


图 3 (网刊彩色) 无等离子体填充慢波结构频率和相速 ( $V_p$ ) 色散曲线

Fig. 3. (color online) Typical dispersion for frequency and phase velocity without plasma.

图 4 为有无等离子体填充时的  $S_{21}$  曲线对比图, 其中填充等离子体时的等离子体角频率为  $\omega_p = 5 \times 10^{10}$  rad/s (以下无特别说明, 等离子体密度不变). 可以看出, 无等离子体情况下的  $S_{21}$  曲线的前 6 个峰值与图 3 中  $TM_{01}$  模式的 0 模、 $\pi/5$  模,

$\dots$ ,  $\pi$  模不同谐振点的谐振频率对应. 由不考虑碰撞时的等离子体介电常数  $\epsilon(\omega)$  表达式

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2)$$

可知, 引入等离子体后慢波结构内介质介电常数的改变必然使色散特性发生变化, 且等离子体的填充使介电常数降低, 从而使谐振频点升高. 图 4 中, 对比两条  $S_{21}$  曲线发现, 低频的 0 模点 (第一峰值) 谐振频率变化要比高频的  $\pi$  模 (第六峰值) 附近频点的要大. 这与文献 [12] 中观察到的非磁化等离子体金属光子晶体的带隙特性的变化规律一致. 同时, 根据 (2) 式变化曲线易知, 微波频率大于等离子体角频率  $\omega_p$  时, 频率越高介电常数变化越慢. 即, 对于较低频率的 0 模点, 介电常数变化快, 对谐振频率影响大; 对于频率较高的  $\pi$  模点, 介电常数变化慢, 对谐振频率影响小. 另外, 图 4 中有等离子体填充曲线对应的第一个峰值的 (0 模点) 频率与文献 [12] 中计算得到的谐振频率基本一致, 证明了本文方法对于等离子体填充金属光子晶体的仿真有效.

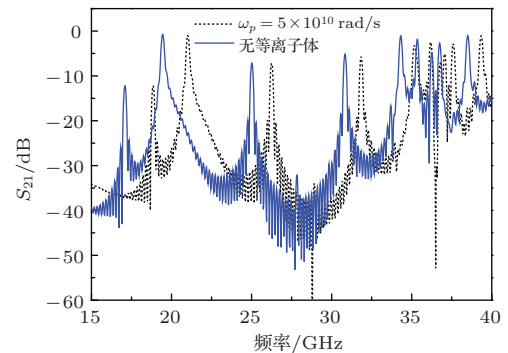


图 4 (网刊彩色) 有无等离子体时慢波结构中的  $S_{21}$  曲线  
Fig. 4. (color online) Comparison of  $S_{21}$  for SWS with and without filling plasma.

### 3 仿真结果分析

#### 3.1 轮辐天线对 $S_{21}$ 参数的影响

首先, 固定轮辐天线与短路面的距离  $L_{AS} = 0.1$  mm, 得到了轮辐天线的厚度 ( $D_A$ ) 对  $S_{21}$  参数的影响, 如图 5 所示. 从图 5 可以看出, 轮辐天线越厚, 它对腔体中谐振频率的影响越大, 这是因为厚度增加对谐振腔的扰动就越大. 其次, 固定天线厚度为  $D_A = 0.1$  mm, 得到了轮辐天线后端面距离短路面之间的距离  $L_{AS}$  对传输特性的影响, 如图 6 所示. 这里取比较小的天线厚度值, 是为了减小天线的引入对谐振腔谐振特性的影响. 从图 6 可以看

出,  $L_{AS} = 0.1$  mm时, 位于 35 GHz 附近的  $\pi$  模峰值 (左边第六个峰) 最清晰. 由此可见, 适当减小轮辐天线与慢波结构第一膜片的距离有利于  $\pi$  模点谐振频率分析. 所以, 为了很好地激励慢波结构中的各种模式, 从而能得到色散曲线中的各模式频点, 我们取  $L_{AS} = 0.1$  mm.

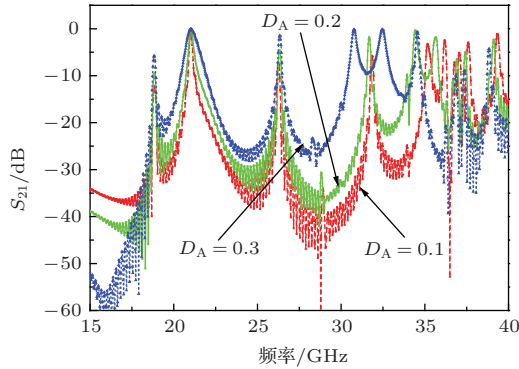


图5 (网刊彩色) 轮辐天线厚度对  $S_{21}$  谱的影响  
Fig. 5. (color online)  $S_{21}$  versus the thickness of wheel spoke antenna.

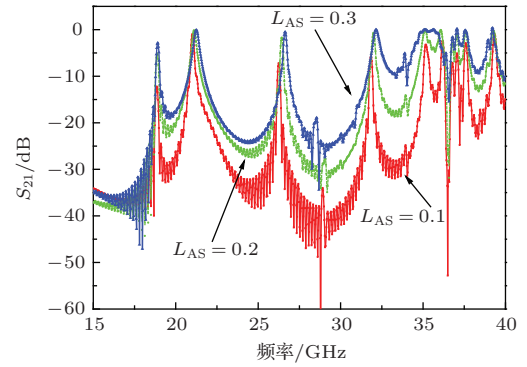


图6 (网刊彩色) 天线输入长度对  $S_{21}$  谱的影响  
Fig. 6. (color online)  $S_{21}$  versus the position of wheel spoke antenna.

### 3.2 慢波结构参数对色散特性影响

为了分析慢波结构模型参数对色散特性的影响, 以下仿真中皆设置天线厚度为  $D_A = 0.1$  mm, 天线端面与短路面距离为  $L_{AS} = 0.1$  mm, 等离子体角频率为  $\omega_p = 5 \times 10^{10}$  rad/s.

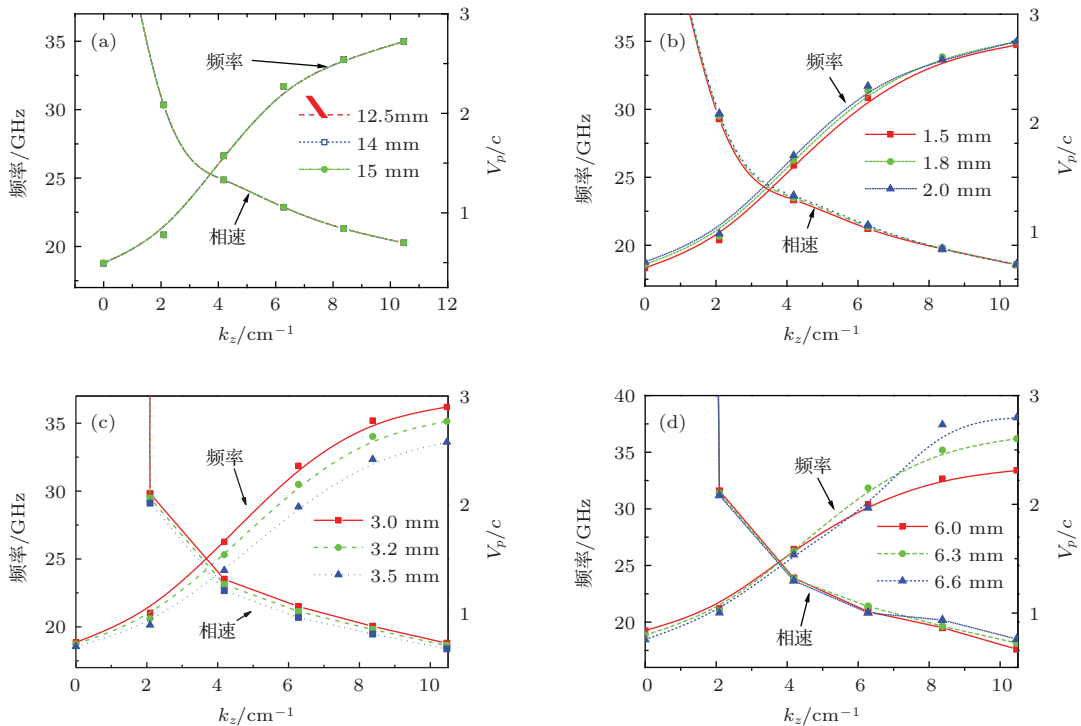


图7 (网刊彩色) 慢波结构参数对色散特性影响 (a) 膜片外半径 ( $s_r$ ) (以不同线型表示) 对色散特性影响; (b) 膜片厚度 ( $s_t$ ) (以不同线型表示) 对色散特性影响; (c) 周期长度 ( $L$ ) (以不同线型表示) 对色散特性的影响; (d) 膜片内半径 ( $s_{r \min}$ ) (以不同线型表示) 对色散特性影响

Fig. 7. (color online) The dispersion characteristics for different parameters of the SWS: (a) the outer radius (in different lines) of the SWS plate; (b) the thickness (in different lines) of the SWS plate; (c) the length of period (in different lines) of the SWS; (d) the inner radius (in different lines) of the SWS plate.

慢波结构的参数对色散特性至关重要, 图7(a),(b),(c)和(d)分别给出了慢波结构外半径、

金属膜片厚度、金属膜片周期长度和慢波结构内半径对色散特性的影响. 这里, 对于图7(a),  $s_r \min$

= 6.3 mm,  $L = 3.0$  mm,  $s_t = 2$  mm; 对于图 7(b),  $s_{r \min} = 6.3$  mm,  $L = 3.0$  mm,  $s_r = 12.5$  mm; 对于图 7(c),  $s_{r \min} = 6.3$  mm,  $s_r = 12.5$  mm,  $s_t = 2$  mm; 对于图 7(d),  $s_r = 12.5$  mm,  $L = 3.0$  mm,  $s_t = 2$  mm. 从图 7(a)可知, 金属膜片外半径的变化几乎对色散特性无影响,  $s_r$  从 12.5 mm 增加到 15 mm, 色散曲线和相速改变很小; 从图 7(b)知, 金属膜片厚度  $s_t$  变化对色散特性仅有微小的影响; 从图 7(c)知, 周期长度  $L$  对色散特性影响明显, 减小  $L$  有利于色散加强, 色散曲线和相速随  $L$  减小而频率升高; 而从图 7(d)知, 慢波结构金属膜片内半径  $s_{r \min}$  的增加对快波的影响不大, 对于场位于膜片表面的  $\pi$  模影响明显, 这是因为相对而言, 0 模是快波,  $\pi$  模是慢波 ( $k_z$  越大, 波速越慢), 快波主要集中于远离慢波结构外表面的腔体中心轴线处, 而  $\pi$  模场这种慢波则主要集中于慢波结构的表面处. 再考虑到, 内半径处的场要比外半径处的场要强得多, 则可以解释, 膜片内半径  $s_{r \min}$  的改变能够改变慢波结构的慢波场的色散特性, 而外半径变化对慢波场的色散特性的影响比较小. 此外, 由图 7 可知, 对于慢波器件, 为了减少腔的尺寸并降低电子注初速度, 应尽量选择靠近  $\pi$  模点的工作模式.

总而言之, 改变金属膜片外半径和膜片厚度对色散特性影响不大. 改变慢波结构周期长度和金属膜片的内半径, 能使色散特性显著变化, 故可以用于调谐以及调整工作点. 对此特性, 从物理上可以做进一步解释: 谐振频率主要由谐振腔的内半径和长度等结构参数决定, 所以其对频率的影响明显, 进而对相速度有明显影响; 两层金属光子晶体结构能够很好的禁锢缺陷模式, 金属膜片的外半径变化对腔体结构的影响不大; 膜片厚度在一定范围内变化时, 因对谐振腔结构影响有限, 所以频率变化不大.

### 3.3 等离子体密度对色散特性的影响

假定谐振腔中填充的等离子体是均匀分布的, 不同等离子体频率  $\omega_p$  下的色散曲线如图 8 所示. 同样由 (1) 式知, 等离子体是一种色散介质,  $\omega_p$  增大意味着色散越强; 不过, 与此相反, 工作频率  $\omega$  越高, 色散越弱. 从图 8 中可以看出,  $\omega_p$  的增加对色散特性影响明显, 随着  $\omega_p$  增加, 慢波结构的频率和相速度色散曲线整体向高频方向移动. 根据 (1) 式可知,  $\omega_p$  上升时, 介电常数下降. 根据谐振腔理论

可知, 腔内填充介质的介电常数下降会导致谐振模式的频率上升. 另外从图 8 可知, 0 模点频率和相速度色散曲线的上移量要大于  $\pi$  模点的情况, 这是因为 0 模点的谐振频率 (或称为工作频率) 低,  $\pi$  模点的工作频率高, 而由 (1) 式可知, 工作频率高时, 色散变弱. 此外, 由图 8 和 (1) 式可见, 对于慢波器件, 为了减少腔的尺寸并降低电子注初速度, 应尽量选择靠近  $\pi$  模点的工作模式.

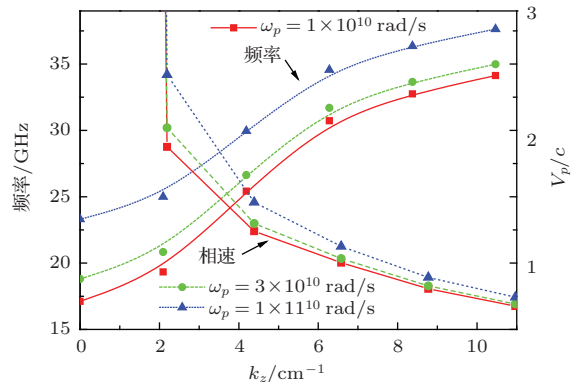


图 8 (网刊彩色) 等离子体频率对慢波结构色散曲线的影响  
Fig. 8. (color online) Dispersion characteristics for different plasma density.

## 4 结 论

构建了等离子体填充金属光子晶体 Ka 波段慢波结构, 利用轮辐天线加载激励的方式, 研究了谐振腔模的模式特性, 进而仿真分析了慢波结构的色散特性.

结果表明, 无等离子体填充时, 通过轮辐天线加载激励方式进行仿真所求得的色散曲线与采用周期边界条件进行仿真所得到的结果基本一致, 验证了本论文的研究方法有效.

研究了轮辐天线的厚度及反射面之间的距离对谐振腔谐振频率的影响. 为了减小轮辐天线对腔体谐振频率的影响, 需要减薄轮辐天线的厚度, 并尽可能缩短其与反射面之间的距离.

对慢波结构参数的影响进行了分析, 发现改变金属膜片外半径和膜片厚度对色散特性影响不大, 而慢波结构周期长度和金属膜片的内半径对色散特性的影响较大. 等离子体的填充对色散特性影响较大, 色散曲线随等离子体密度即等离子体频率的增加而整体向高频方向移动, 且等离子体填充对低频模点的影响要大于对高频模点的影响. 对于慢波器件, 需要选择高频模点工作模式, 以减少腔的尺寸并降低电子注的初速度.

参考文献

- [1] Liu W X, Yang Z Q, Liang Z 2004 *Int. J. Infrared Milli.* **25** 1053
- [2] Liu W X, Yang Z Q, Liang Z 2004 *International Vacuum Electronics Conference* Monterey, USA, April 27–28, 2004 p390
- [3] Liu W X, Yang Z Q, Liang Z, Li D Z, Kazuo I, Shi Z J, Lan F, Park G S, Liu S G 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 748
- [4] Xie Y T, Yang L X 2011 *Chin. Phy. B* **20** 1674
- [5] Qi L M, Yang Z Q, Lan F, Gao X, Li D Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 1674
- [6] Hou J, Hao D S, Zhou Z P 2009 *Optical Technique* **35** 93 (in Chinese) [侯金, 郝定山, 周治平 2009 光学技术 **35** 93]
- [7] Liu Y Z, Li Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **37** 658 (in Chinese) [刘娅钊, 李志远 2008 物理学报 **37** 658]
- [8] Qi L M, Yang Z Q, Gao X, Liang Z 2007 *Chinese Journal of Quantum Electronics* **24** 529 (in Chinese) [齐丽梅, 杨梓强, 高喜, 梁正 2007 量子电子学报 **24** 529]
- [9] Qi L M, Fu Tao, Yang Z Q, Yin S R 2012 *Chinese Journal of Quantum Electronics* **29** 513 (in Chinese) [齐丽梅, 傅涛, 杨梓强, 殷淑容 2012 量子电子学报 **29** 513]
- [10] Gao X, Yang Z Q, Qi L M, Lan F, Shi Z J, Li D Z, Liang Z 2009 *Chin. Phy. B* **18** 2452
- [11] Gao X, Yang Z Q, Hou J, Qi L M, Lan F, Shi Z J, Li D Z, Liang Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1105 (in Chinese) [高喜, 杨梓强, 侯钧, 齐丽梅, 兰峰, 史宗君, 李大治, 梁正 2009 物理学报 **58** 1105]
- [12] Fu T, Yang Z Q, Shi Z J, Lan F, Gao X 2012 *Acta Electronic Sinic* **40** 538 (in Chinese) [傅涛, 杨梓强, 史宗君, 兰峰, 高喜 2012 电子学报 **40** 538]
- [13] Fu T, Yang Z Q, Shi Z J, Lan F, Li D Z, Gao X 2013 *Phys. Plasma* **20** 023109
- [14] Fu T, Yang Z Q, Lan F, Shi Z J 2014 *High Power Laser and Particle Beams* **26** 043001 (in Chinese) [傅涛, 杨梓强, 兰峰, 史宗君 2014 强激光与粒子束 **26** 043001]
- [15] Liu S G, Li H F, Wang W X 1985 *Introduction to Microwave Electronics* (Beijing: National Defence Industry Press) p117–118 (in Chinese) [刘盛纲, 李宏福, 王文祥 1985 微波电子学导论 (北京: 国防工业出版社) 第 117–118 页]
- [16] Carmel Y, Guo H, Lou W R, Abe D, Granatstein V L, Destler W W 1990 *Appl. Phys. Lett.* **57** 1304
- [17] Guo H Z, Carmel Y, Lou W R, Chen L, Rodgers J, Abe D K, Bromborsky A, Destler W, Granatstein V L 1992 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **40** 2086
- [18] Gao X, Yang Z Q, Xu Y, Qi L M, Li D Z, Shi Z J, Lan F, Liang Z 2008 *Nucl. Instrum. Meth. A* **592** 292

# Dispersion properties of plasma-filled metallic photonic crystal slow-wave structure\*

Fu Tao<sup>1)2)</sup> Yang Zi-Qiang<sup>2)</sup> Ouyang Zheng-Biao<sup>1)†</sup>

1) (Shenzhen University, College of Electronic Science and Technology, THz Technical Research Center of Shenzhen University, Shenzhen Key Laboratory of Micro-Nano Photon Information Technology, Shenzhen 518060, China)

2) (School of Physical Electronics, University of Electronic and Technology of China, Chengdu 610054, China)

( Received 5 February 2015; revised manuscript received 25 March 2015 )

## Abstract

Plasma-filled slow-wave devices provide a new way to develop high efficiency and high power vacuum-electron microwave sources, but their theoretical analysis and simulation is difficult. This paper introduces the wheel spoke antenna to excite signals for analyzing the dispersion characteristics of resonant cavity with plasma-filled metallic photonic crystal slow-wave structure (SWS). Influences of parameters of the SWS and plasma density on dispersion characteristics of the SWS are studied. Results show that there is little difference in dispersion characteristics obtained by wheel spoke antenna excitation of signals and other methods without plasma filling. When plasma fills in the SWS, the frequency of zero mode is consistent with the previous results obtained by other methods. Hence, both the results with and without plasma filling demonstrate that the wheel spoke antenna signal-excitation method is effective. Moreover, decreasing the thickness of wheel spoke antenna properly and the distance between the antenna and reflection surface of the metal plate can reduce the wheel spoke antenna influence on the cavity resonance frequency. Furthermore, thicker antenna can excite the slow wave field easily, while thinner antenna can excite the resonant mode easily. Besides, the outer radius and thickness of the SWS plate have little influence on the dispersion characteristics, while the period length and the inner radius of the SWS plate have greater influence on the dispersion characteristics. In addition, the dispersion curves of frequency and phase velocity will move to higher frequency regions with the increase of plasma density. Further, the influence of plasma filling on low-order modes is greater than that on higher order modes. It is also found that the higher-order mode operation can reduce the size of cavity and the velocity of the electron beam.

**Keywords:** plasma-filled, metallic photonic crystal, dispersion line, slow-wave structure

**PACS:** 42.70.Qs, 52.65.-y, 52.40.Fd, 11.55.Fv

**DOI:** [10.7498/aps.64.174205](https://doi.org/10.7498/aps.64.174205)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61275043, 60877034), and the Shenzhen Bureau of China (Grant Nos. 200805, CXB201105050064A).

† Corresponding author. E-mail: [zbouyang@szu.edu.cn](mailto:zbouyang@szu.edu.cn)