

# 装置参数对狭缝天线激发的等离子体 表面波传播的影响

蓝朝晖<sup>1)†</sup> 胡希伟<sup>2)</sup> 江中和<sup>2)</sup> 刘明海<sup>2)</sup>

1) (中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

2) (华中科技大学电气与电子工程学院, 武汉 430074)

(2009 年 5 月 7 日收到; 2009 年 12 月 24 日收到修改稿)

采用时域有限差分法对矩形结构装置的等离子体表面波传播进行了三维数值模拟. 研究了装置参数(如介质板相对介电常数、厚度以及介质板上方空气间隙)对天线阵列激发的等离子体表面波传播的影响, 给出了合适的介质板相对介电常数和厚度, 并指出空气间隙的存在会严重削弱天线阵列对表面波的激发. 计算结果可为大面积矩形表面波等离子体源装置的优化设计提供参考.

**关键词:** 时域有限差分法, 等离子体表面波, 狭缝天线

**PACC:** 5250, 5240F, 5275R

## 1. 引言

表面波等离子体由沿着等离子体和介质交界面传播的表面波强电场激发生成, 产生的等离子体密度高于电磁波对应的截止密度. 自 20 世纪 90 年代以来, 大规模集成电路、太阳电池、平板显示器及材料表面改性等领域得到迅速发展, 由于它们共同的平面型几何特征, 迫切需要大面积(圆平面直径大于 30 cm)均匀、高密度(大于  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ )、高稳定性和高可重复性的新型等离子体源来进行工艺处理, 出现了由顶部狭缝激发的大面积表面波等离子体源. 和传统的等离子体源相比, 表面波等离子体源有许多优点, 如无需电极和外部磁场、容易大面积化、可生成高密度等离子体等. 一些发达国家(如日本)从上世纪 90 年代末开始相继在这方面进行了大量的研究工作, 设计了多种不同结构的装置<sup>[1-9]</sup>. 国内的中国科学技术大学、中国科学院等离子体物理研究所、复旦大学等也开展了相关的工作<sup>[10-13]</sup>.

目前, 表面波等离子体源的研究大多集中在圆柱形结构, 对矩形腔体结构的研究极少. 矩形腔体结构在开窗、气路设计、可扩充性等方面较圆柱形结构均有明显优势, 尤其容易通过多路微波源实现

等离子体的大面积化. 在文献[14—16]中, 我们设计了一个矩形结构的装置并获得大面积均匀的等离子体. 在装置的设计过程中, 一些参数(如介质板厚度、介电常数、天线阵列放置位置等)选择缺乏理论依据. 这些参数会直接影响等离子体表面波的激发和传播, 进而影响等离子体的产生及均匀性, 因此在设计装置时必须重点考虑. 因为装置参数选择的实验研究花费很大, 且由于结构的复杂性使得理论的解析解也不可行, 所以数值模拟研究是一种较好的选择. 本文将通过数值模拟的方法研究装置参数对等离子体表面波传播的影响, 所得结果有助于此类装置的优化设计.

## 2. 计算模型和方法

计算模型如图 1 所示, 腔体长 44 cm, 宽 22 cm, 腔体和介质板高 10 cm, 天线阵列放在介质板的上表面, 除了天线狭缝模型外表面边界全是理想导体(PEC). 天线直接采用强迫电场激励. 描述表面波传播的方程有下列麦克斯韦方程组、电子运动方程和电流方程:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H} - \mathbf{J}, \quad (1)$$

† E-mail: lanchaohui@163.com

$$\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = - \nabla \times \mathbf{E}, \tag{2}$$

$$m_e \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = - e \mathbf{E} - \nu_{en} \mathbf{u}, \tag{3}$$

$$\mathbf{J} = - en_e \mathbf{u}, \tag{4}$$

其中  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  分别是电场矢量和磁场矢量,  $\epsilon_0$  和  $\mu_0$  分别是真空的介电常数和磁导率,  $\nu_{en}$  是电子与中性粒子的碰撞频率,  $n_e$  是电子密度,  $\mathbf{u}$  是电子在外电场作用下的运动速度,  $\mathbf{J}$  是由由此形成的电流密度矢量. 上述电子运动方程实际上也就是冷等离子体模型, 通过(1),(3)和(4)式可以得到等离子体等效的相对介电常数

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_{en})}.$$

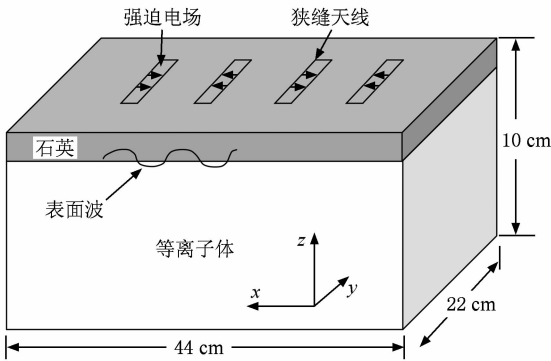


图 1 数值模拟模型

鉴于理论上的解析解对天线阵列激发的表面波传播问题无能为力, 本文采用数值解法. 麦克斯韦方程组的数值解采用时域有限差分 (FDTD) 方法, 详细的离散化策略及迭代步骤见文献 [17]. 冷等离子体模型结合麦克斯韦方程组的解法有多种, 本文采用辅助差分方程方法<sup>[15]</sup>, 即将(3)式直接离散成

$$u^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{(2 + \nu_{en} \Delta t)} \left[ (2 - \nu_{en} \Delta t) u^{n-\frac{1}{2}} - \frac{2e\Delta t}{m_e} E^n \right], \tag{5}$$

然后与麦克斯韦方程组离散方程交互迭代计算, 迭代顺序为  $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{u} \rightarrow \mathbf{J} \rightarrow \mathbf{H} \rightarrow \mathbf{E}$ . 空间离散网格尺寸  $\Delta h = 2 \text{ mm}$ , 时间步长  $\Delta t = \frac{\Delta h}{2\sqrt{3}c}$ , 其中  $c$  是真空光速, Courant 稳定性条件能够得到满足. 电子运动速度、电流、电场强度安排在相同的网格位置, 整个三维计算空间离散成  $220 \times 110 \times 50$  网格.

如图 1 所示, 天线阵列放置在介质板上方中间位置, 4 个狭缝沿着  $y$  方向开槽, 且沿着  $x$  方向排列, 每个天线单元尺寸为  $7.5 \text{ cm} \times 6 \text{ mm}$ , 窄边在  $x$  方向上, 单元天线间距为  $7.4 \text{ cm}$ . 狭缝天线上强迫电场设置为  $E_x = \sin(2\pi ft) \cos[\pi(y - y_0)/L]$ , 其中  $y_0$  为狭缝中心的  $y$  坐标,  $L = 7.5 \text{ cm}$  是  $y$  方向狭缝长度, 频率  $f = 2.45 \text{ GHz}$ , 相邻天线单元电场方向相反. 等离子体电子密度设置成  $2.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , 碰撞频率设为  $3.0 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ . 在四个天线单元电场的共同激发下, 介质板与等离子体的交界面会形成沿界面传播的等离子体表面波.

### 3. 数值模拟结果

#### 3.1. 介质板介电常数的影响

改变介质板的介电常数, 会影响电磁波在介质中传播的波长. 在日本早期的装置中, 曾试图在波导中填充聚四氟乙烯介质来减小波导内波长以增强等离子体均匀性<sup>[1]</sup>. 表面波波长减小 (意味着模数增多) 固然易于产生均匀的等离子体, 然而还需考虑介电常数改变后天线激发的表面波强度问题. 在介质中电磁能量密度为  $\epsilon E^2$ , 显然, 当注入到介质内的电磁能量相同时, 较大的介电常数将导致较弱的电场. 鉴于表面波等离子体源完全靠表面波电场维持等离子体放电, 因此太大的介质板介电常数也是不可取的. 下面从表面波的模式和强度两方面分析介电常数对表面波传播的影响, 介质板厚度设为  $14 \text{ mm}$ .

图 2 为介质板-等离子体交界面等离子体一侧 ( $z = 8.6 \text{ cm}$ ) 表面波电场  $|E_x|$  的水平面分布图, 对应的介质板相对介电常数  $\epsilon_d$  分别为  $1.0, 1.5, 2.5, 3.78, 4.5, 6.0$ , 迭代时间步为 10000. 图 2 的结果与以上的定性分析基本符合. 当介电常数  $\epsilon_d$  较小时, 表面波波长明显较大, 如图 2(a) — (c) 所示; 而当介电常数  $\epsilon_d$  较大时, 表面波强度较弱, 如图 2(f) 所示. 另外, 当介电常数  $\epsilon_d$  较小时, 表面波不易被激发. 这两方面的因素导致介电常数  $\epsilon_d$  在 3.78 附近时, 表面波无论在模式上还是强度上都是最完美的, 介电常数增大或者减小都会导致表面波强度的减弱及模式的不均匀.

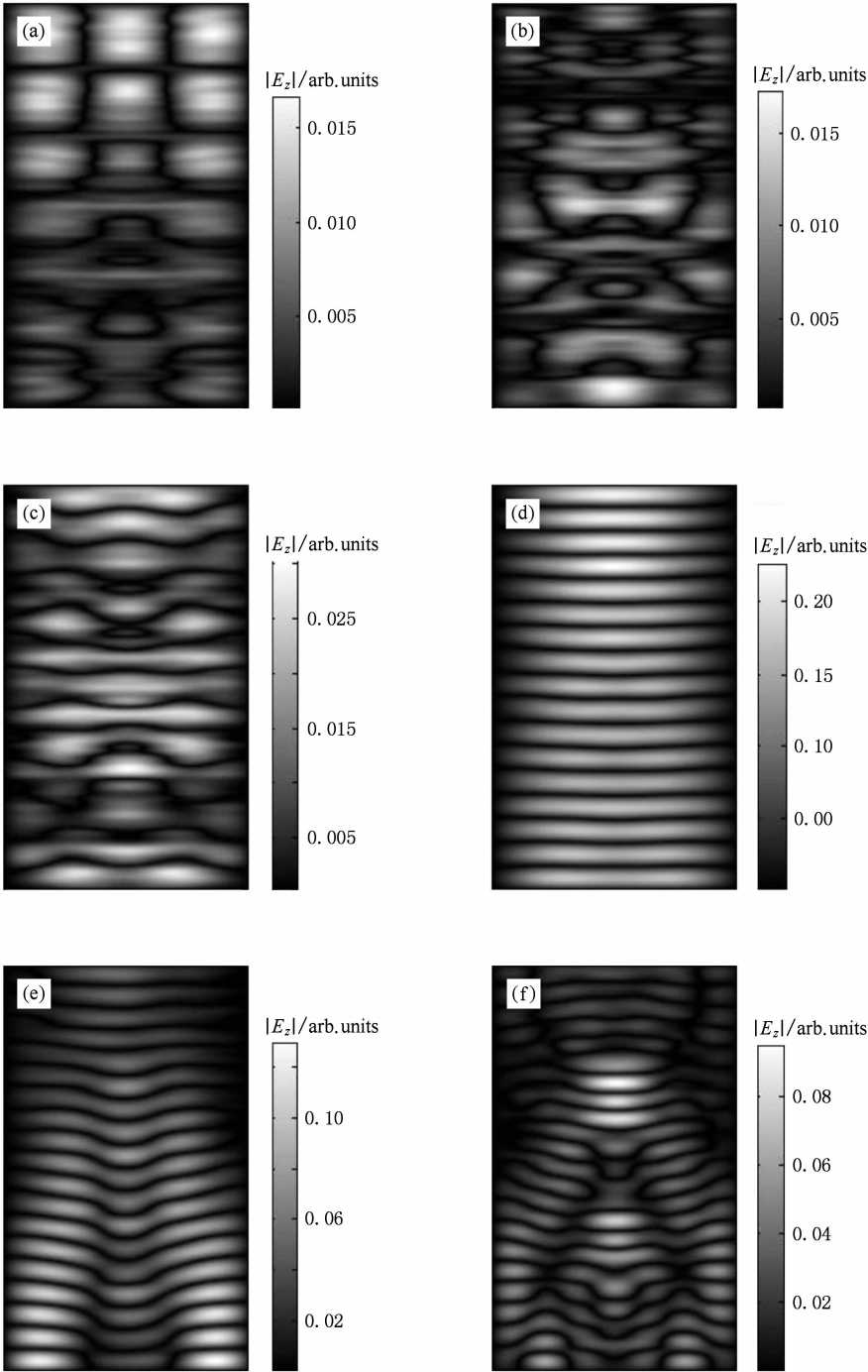


图2 介质板介电常数  $\epsilon_d$  对表面波电场  $|E_z|$  的影响 (a)  $\epsilon_d = 1.0$ , (b)  $\epsilon_d = 1.5$ , (c)  $\epsilon_d = 2.5$ , (d)  $\epsilon_d = 3.78$ , (e)  $\epsilon_d = 4.5$ , (f)  $\epsilon_d = 6.0$

图3所示是表面波电场  $E_z$  分量在  $x$  方向的一维分布. 显然, 当  $\epsilon_d = 3.78$  时, 狭缝天线激发的表面波电场最强, 比  $\epsilon_d = 2.5$  和  $\epsilon_d = 4.5$  时的电场强度至少提高了一倍. 若介质板用空气替代, 即  $\epsilon_d = 1.0$ , 则天线几乎难以激发表面波, 等离子体就如同金属一样起着微波反射面的作用. 值得注意的是,

能激发最好表面波的介质板介电常数落在 3.78 (即石英的介电常数) 附近看似有些巧合, 但从以上分析可知这也是必然的. 在微波功率充足的情况下可以不考虑介电常数对表面波强度的影响, 这时介质板的介电常数宜大不宜小, 这样可以减小表面波波长以利于提高等离子体的均匀性.

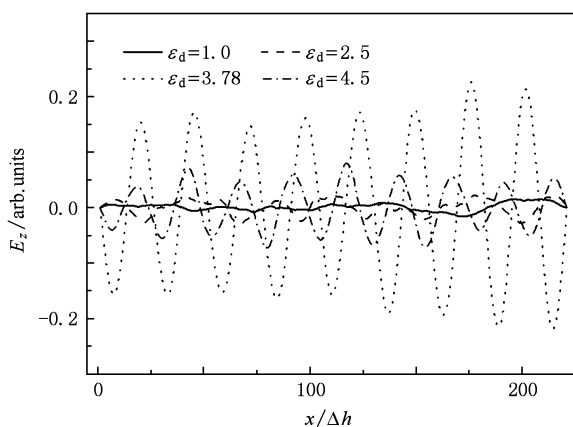


图3 不同介电常数对应的表面波电场  $E_z$  分量在  $x$  方向的分布  $y = 22 \text{ cm}, z = 8.6 \text{ cm}$

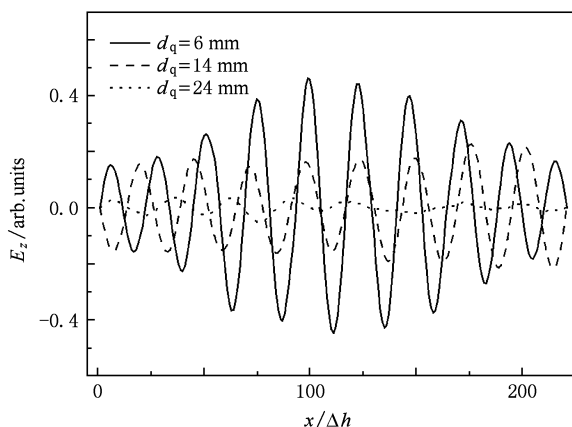


图4 不同的介质板厚度  $d_q$  对应的表面波电场  $E_z$  分量在  $x$  方向的分布  $y = 22 \text{ cm}, z = 8.6 \text{ cm}$

### 3.2. 介质板厚度的影响

与介电常数相似,介质板厚度  $d_q$  的改变也会影响天线激发表面波的强弱及模式,但模式变化不大,所以这里主要分析表面波的强度.计算参数和时间与上述相同.图4给出了表面波电场  $E_z$  分量在  $x$  方向的分布.从图4可以看出,表面波电场强度总体上随着介质板厚度的增加而减弱.当介质板厚度为 6 mm 时表面波电场幅值虽然空间分布不均匀,但强度是最大的.我们曾计算过介质板厚度为 2 mm 的情况,变化趋势并未改变.而当介质板厚度大于 14 mm 以后,天线激发的表面波强度将明显减弱,幅度大约只有厚度为 6 mm 时的 1/10—1/7.由此可见,较薄的介质板玻璃对于表面波的激发是有利的,介质板玻璃的厚度最好不要超过 14 mm.当然,介质板玻璃也不是越薄越好,还应考虑机械强度(如需承受大气压力)、加工等因素.

图5显示了不同的介质板厚度对应的表面波电场  $E_z$  分量在中心  $x$ - $z$  截面的分布,展现了表面波的形貌以及电磁波在介质板内部的变化规律.如图5(f)所示,当介质板厚度比较大时,介质板内部的  $E_z$  在  $z$  方向上变化较大,在介质板的上表面也形成了类似于表面波的指数衰减场.实际上这不是等离子体表面波,而是天线激发表面波能力比较弱的表现.设想介质板厚度足够大且等离子体密度也较大,则介质板内部就会形成一个谐振

腔,电磁波的能量很大一部分被限制在介质板中,激发的表面波强度自然会很小.如图5(a)所示,当介质板厚度  $d_q$  较小时,介质板及上表面的金属容易把电磁波能量限制在等离子体-介质板交界面,因此等离子体表面波就容易被激发,此时介质板内部就如同厚度很小的谐振腔内一样,  $E_z$  在  $z$  方向的变化很小.

### 3.3. 空气间隙的影响

含有空气间隙的模型截面如图6所示,厚度为  $d_{\text{gap}}$  的空气间隙位于介质板上方,外表面用 PEC 密封,并留有狭缝开口作为天线激励.下面考虑当  $d_{\text{gap}} = 1, 2, 3 \text{ cm}$  时的表面波激发,并与  $d_{\text{gap}} = 0$  时的情况进行比较,迭代时间步数为 40000.

图7给出了表面波电场  $E_z$  分量在  $x$  方向的变化规律,出人意料的是,空气间隙会极大地削弱等离子体表面波的激发,  $d_{\text{gap}} = 1 \text{ cm}$  的空气间隙就能使幅值减弱到没有空气间隙时的 6% 以下.我们还计算了  $d_{\text{gap}} = 6 \text{ mm}$  时的情况,发现趋势并未改变.这说明空气间隙对等离子体表面波的激发是非常不利的,狭缝天线应该直接放置在介质板的上表面,中间不应该留有空气间隙.

图8显示了当  $d_{\text{gap}} = 1 \text{ cm}$  时表面波电场  $E_z$  分量在中心  $x$ - $z$  截面的分布,可见天线激发的表面波非常微弱,波长较大,振幅空间均匀性也较差,这与我们追求的表面波高强度、模式紧凑、振幅空间均

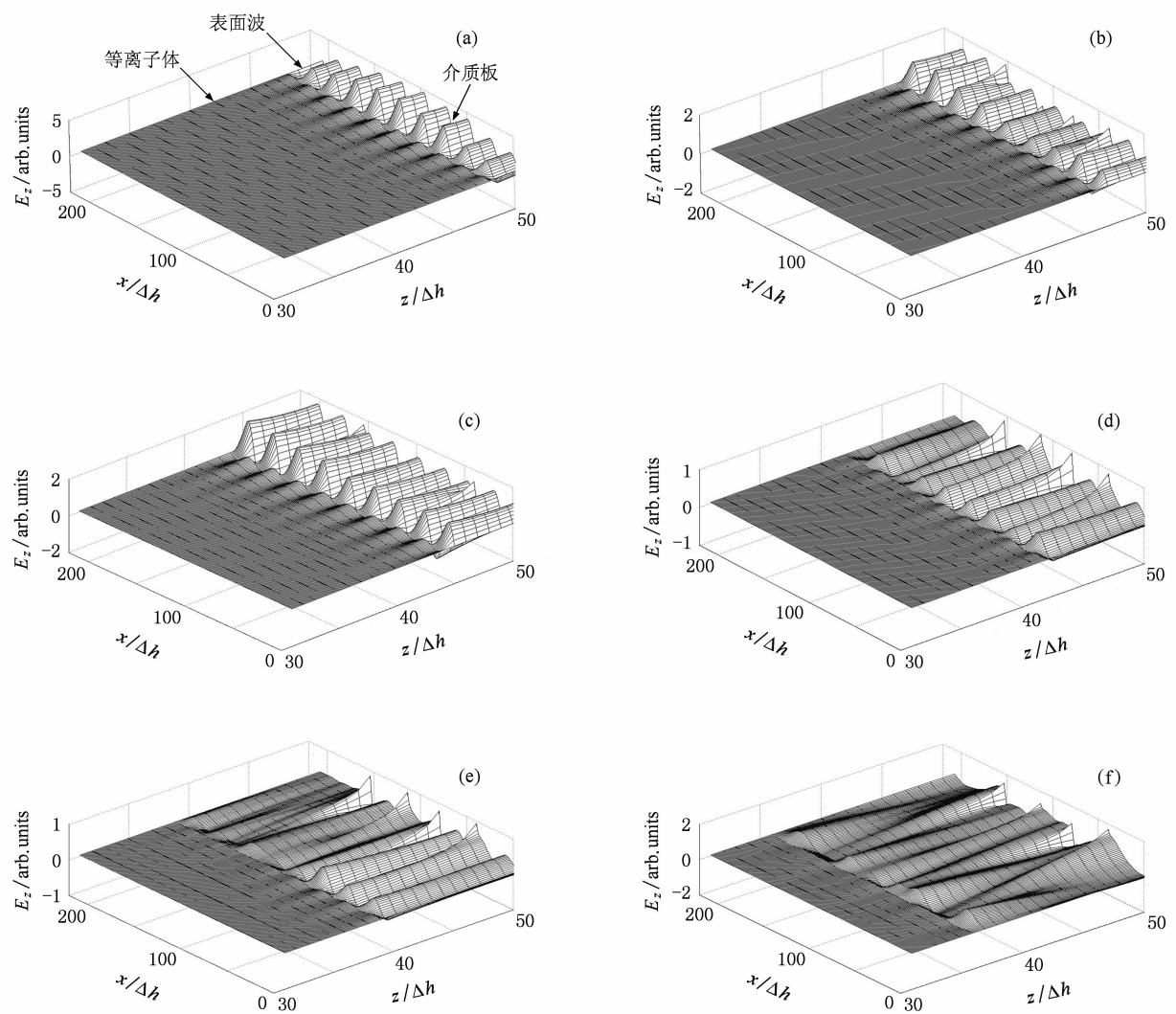


图5 介质板厚度 $d_q$ 不同时天线激发的表面波电场 $E_z$ 分量在 $x$ - $z$ 截面的分布 (a) $d_q=6\text{ mm}$ , (b) $d_q=10\text{ mm}$ , (c) $d_q=14\text{ mm}$ , (d) $d_q=18\text{ mm}$ , (e) $d_q=24\text{ mm}$ , (f) $d_q=30\text{ mm}$

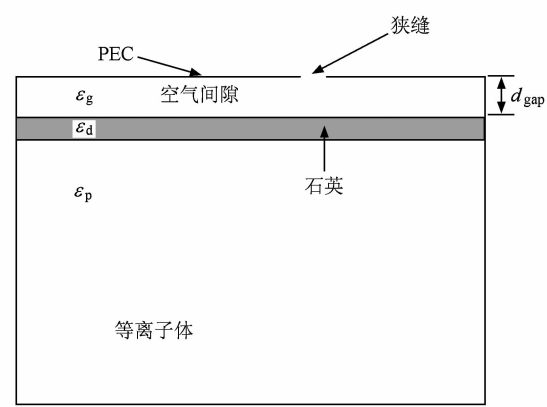


图6 含有空气间隙的计算模型截面图

匀三个目标相违背. 从图5(a)一(c)可以看出, 当没有空气间隙时天线激发的表面波平整而有序, 电场

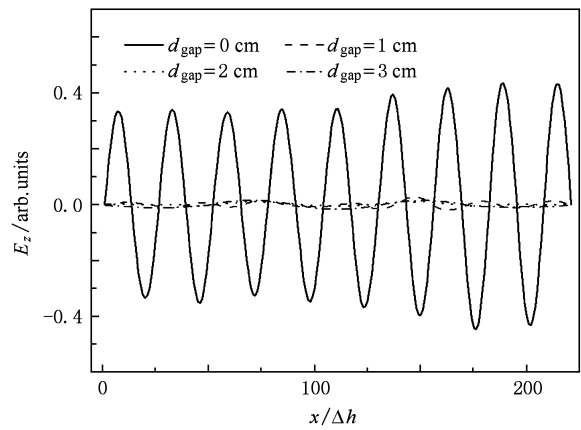


图7 不同空气间隙 $d_{\text{gap}}$ 对应的表面波电场 $E_z$ 分量在 $x$ 方向的分布  $y=22\text{ cm}$ ,  $z=8.6\text{ cm}$

强度与图 8 相比也大很多. 因此, 设计表面波等离子体装置时应完全避免空气间隙的存在. 文献[18]指出, 慢波结构的表面波等离子体源中, 适当的空气间隙有利于激发较均匀的表面波. 虽然本文研究的装置与文献[18]的装置在结构和表面波激发机制上都不同, 但有趣的是本文的结果正好与之相反.

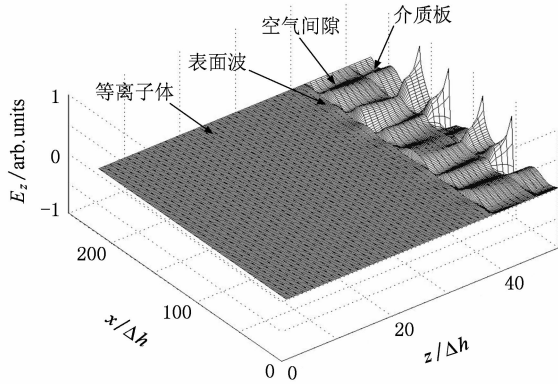


图 8  $d_{\text{gap}} = 1 \text{ cm}$  时的表面波电场  $E_z$  分量在  $x$ - $z$  截面的空间分布

## 4. 结 论

本文采用 FDTD 法研究了天线阵列激发的等离子体表面波传播问题, 从模式和强度两个方面分析了装置介质板介电常数、厚度、空气间隙对等离子体表面波传播的影响. 结果表明: 当介质板介电常数在 3.7 附近时天线阵列激发的表面波无论是模式还是强度都最为理想, 介电常数太大或太小都不利于表面波的激发; 介质板厚度越小激发的表面波强度越大, 考虑到机械强度等因素, 实际的装置介质板厚度不应该大于 14 mm, 否则激发的表面波强度会大幅度减弱; 天线阵列与介质板间的空气间隙对表面波的激发有重大影响, 会大幅度削弱表面波的激发强度, 因此不应该留有空气间隙. 需要指出的是, 以上结果与天线阵列和等离子体参数无关. 这些结果对于矩形表面波等离子体源装置的设计具有指导意义.

- [1] Sugai H, Ghanashev I, Nagatsu M 1998 *Plasma Sour. Sci. Technol.* **7** 192
- [2] Ghanashev I, Nagatsu M, Morita S, Sugai H 1998 *J. Vac. Sci. Technol. A* **16** 1537
- [3] Nagatsu M, Morita S, Ghanashev I, Ito A, Toyoda N, Sugai H J 2000 *Physica D* **33** 1143
- [4] Ghanashev I, Sugai H 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3051
- [5] Ganashev I, Nagatsu M, Sugai H 1997 *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** 337
- [6] Wu T J, Guan W J, Tsai C M 2001 *Phys. Plasmas* **8** 3195
- [7] Nagatsu M, Ghanashev I, Sugai H 1998 *Plasma Sour. Sci. Technol.* **7** 230
- [8] Nagatsu M, Naito K, Ogino A, Nanko S 2006 *Plasma Sour. Sci. Technol.* **15** 37
- [9] Yasaka Y, Koga K 2002 *Phys. Plasmas* **9** 1029
- [10] Ou Q R, Liang R Q 2002 *Vac. Low Temp.* **8** 28 (in Chinese) [欧琼荣、梁荣庆 2002 真空与低温 **8** 28]
- [11] Zhan R J, Wu C F, Wen X H, Zhu X D, Zhou H Y 2001 *Vac. Sci. Technol.* **21** 30 (in Chinese) [詹如娟、吴丛凤、温晓辉、朱晓东、周海洋 2001 真空科学与技术 **21** 30]
- [12] Liang Y Z, Ou Q R, Liang B, Liang R Q 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 1761
- [13] Liu M H, Sugai H, Hu X W, Ishijima T, Jiang Z H, Li B, Dan M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5905 (in Chinese) [刘明海、菅井秀郎、胡希伟、石岛芳夫、江中和、李 斌、但 敏 2006 物理学报 **55** 5905]
- [14] Chen Z Q, Zhou P Q, Chen W, Lan C H, Liu M H, Hu X W 2008 *Plasma Sci. Technol.* **10** 655
- [15] Lan C H, Chen Z Q, Liu M H, Hu X W 2009 *Plasma Sci. Technol.* **11** 66
- [16] Lan C H, Hu X W, Liu M H 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 035204
- [17] Taflov A 1995 *Computational Electrodynamics; the Finite-Difference Time-Domain Method* (Boston: Artech House)
- [18] Chen Q, Aoyagi H P, Katsurai M 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 164

# Effect of device parameters on propagation of plasma surface wave excited by slot antenna

Lan Chao-Hui<sup>1)†</sup> Hu Xi-Wei<sup>2)</sup> Jiang Zhong-He<sup>2)</sup> Liu Ming-Hai<sup>2)</sup>

1) (*Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*College of Electrical and Electronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

(Received 7 May 2009; revised manuscript received 24 December 2009)

## Abstract

The plasma surface wave propagation in a rectangular structured device is simulated using the finite-difference time-domain method. The effect of device parameters on the propagation of plasma surface wave excited by slot antenna array is investigated. The parameters considered include the relative permittivity and thickness of dielectric slab, and the air gap on the top of dielectric slab. Appropriate parameters for the relative permittivity and thickness of dielectric slab are obtained through simulations, and it is found that the existence of air gap would greatly weaken the excitation of surface wave. The simulation results provide a good reference for the design optimization of large-scale rectangular surface-wave plasma source.

**Keywords:** finite-difference time-domain method, plasma surface wave, slot antenna

**PACC:** 5250, 5240F, 5275R

---

† E-mail: lanchaohui@163.com