

调制磁场清除柱形等离子体发生器中的尘埃颗粒^{*}

奚衍斌[†] 张宇 王晓钢 刘悦 余虹 姜东光

(大连理工大学三束材料改性国家重点实验室, 大连 116024)

(2003年12月22日收到, 2004年4月14日收到修改稿)

利用流体模型, 计算了调制磁场作用下, 圆柱形等离子体发生器中电子、离子及尘埃的运动情况. 数值模拟结果表明, 尘埃颗粒随着调制磁场频率的改变, 产生两种不同的运动方式: pulse运动和除尘运动. 解释了pulse运动产生的机理, 并提出了柱形等离子体发生器中利用调制磁场清除尘埃颗粒的方法.

关键词: 尘埃颗粒, 调制磁场

PACC: 5225, 5265, 5240

1. 引言

尘埃等离子体是一种尘埃颗粒悬浮其中的电离气体, 一般由电子、离子和带电尘埃颗粒组成, 它广泛存在于星际空间、电离层以及等离子体辅助加工设备中^[1-17]. 近年来随着等离子体材料加工技术的发展, 人们已经认识到尘埃颗粒的污染已经成为诸如刻蚀、溅射、气相沉积等处理工艺中的主要问题. 因此, 清除等离子体发生器中的尘埃颗粒已经成为改进低气压等离子体工业加工技术的一个重要课题. 人们在以往的实验和理论模拟中, 提出了一些利用调制磁场控制尘埃颗粒的运动的方法^[18-20]. 其中, 一些实验研究了垂直于极板平面的电场和平行于极板平面的磁场形成的 $E \times B$ 漂移的影响^[21-22]. 在这些实验或数值研究中, 一般外加稳恒的电场和磁场. 在这样的电场和磁场的作用下, 形成磁化带电粒子的 $E \times B$ 方向的漂移运动. 由于 $E \times B$ 漂移的方向与电荷种类无关, 所以在普通等离子体中, 这种漂移只引起等离子体的整体运动而不产生电荷分离^[23]. 而在尘埃等离子体中, 尘埃颗粒的质量远远大于离子和电子的质量, 因此具有极大的惯性而很难改变运动状态, 且很难被磁化^[24-26]. 正是因为这些大质量的尘埃颗粒的存在, 使得尘埃等离子体中的 $E \times B$ 漂移导致电荷分离和空间电荷场的产生. 因为尘埃等离子体的一个特性就是电子和离子的密

度不相等(因为尘埃颗粒也带有电荷). 这个空间电荷场将驱动尘埃颗粒的运动.

本文考虑的是随时间变化的调制磁场的情况.

在等离子体发生器中, 本文将鞘层的影响简化地考虑为垂直于极板平面的电场作用和重力相抵消, 保持尘埃颗粒的水平悬浮位置. 如果在圆柱形等离子体发生器的下方水平放置一个调制场线圈(或者在两个极板外侧同时放置), 在线圈中电流变化时, 将在等离子体发生器的轴向上施加一个调制磁场. 当这个磁场增加或者减弱时, 会产生一个环向涡旋电场, 从而也产生被磁化的电子和离子在 $E \times B$ 方向的漂移. 但是, 在变化电磁场的作用下, 由于电子的惯性远远小于离子的惯性, 所以它们对变化电磁场的响应远远快于离子. 在这种情况下, 的 $E \times B$ 方向的漂移运动就不再是与电荷无关的, 从而直接导致空间电荷积累和空间电荷场的产生. 这个空间电荷场将驱动尘埃颗粒的运动.

在此物理机理的基础上通过三流体模型的数值模拟, 我们计算了各种粒子在不同时刻随磁场变化的密度分布, 得到尘埃颗粒在调制磁场和涡旋电场共同作用下的运动特性. 发现在特定参数下, 尘埃的整体运动速度向外, 在发生器的边缘区域, 可用气流或静电“漏斗”除去尘埃.

本文给出了尘埃等离子体的三流体(离子、电子、尘埃颗粒)物理模型、基本方程和圆柱形等离子体发生器的基本几何尺度和其他主要参数. 然后数

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10175013, 10010760807, 10160420799)资助的课题.

[†] E-mail: xiyabin@student.dlut.edu.cn.

值求解并给出和分析数值结果.

= 0.

2. 物理模型、基本方程与实验装置基本参数

2.1. 实验装置的基本参数

如图 1 所示,对于典型的研究尘埃等离子体的发生器装置(本实验室里使用的是通过在极板间进行射频(RF)放电产生等离子体的电容耦合等离子体发生器装置),可以考虑发生器真空室放电区的半径为 10cm,极板间距为 5cm.稳定放电过程中各参量的数量级分别为:等离子体密度为 $10^{10}/\text{cm}^3$,尘埃密度为 $10^6/\text{cm}^3$,电子温度为 2eV,离子温度为 0.2eV,尘埃温度为 0.1eV.励磁线圈一般水平放置在下极板的下方(如图 1 所示),也可以在上极板的上方水平放置,或者同时在这两个位置上放置相同的线圈来产生上下对称的磁场.在实验中可根据安培环路定理来加入方波电流脉冲以产生时间变化近似方波形的磁场.

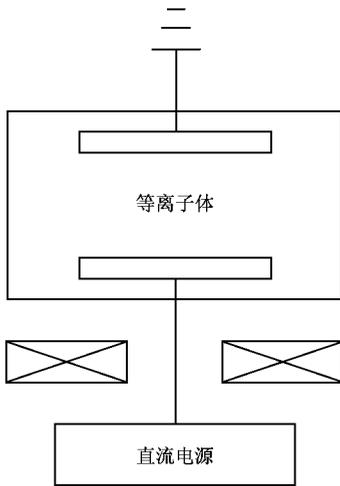


图 1 装置示意图

2.2. 物理模型及假设

如图 2 所示,以等离子体发生器的圆柱形放电室的下极板为极坐标平面,以其圆心为坐标中心,以过这个中心的圆柱的对称轴为 z 轴,建立圆柱坐标系.考虑尘埃区域(主要集中在鞘层区中重力与电场力平衡的平面内)的纵向(z 方向)尺度远远小于极板的尺度,故可以近似地认为,各物理量在 z 方向是均匀的,即 $\frac{\partial}{\partial z} = 0$.另外假设系统有轴对称性,即 $\frac{\partial}{\partial \theta}$

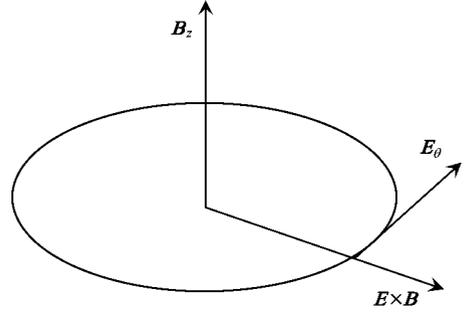


图 2 磁场下降时与涡旋电场的位置关系及坐标示意图

在励磁线圈中加上方脉冲电流后,将在真空室的等离子体区产生一个近似方波形的磁场.这个磁场在线圈附近基本是空间均匀的,而在离开线圈较远的尘埃分布区则是沿径向衰减的.为了讨论问题的方便,我们不失一般性地假设尘埃区域里这个外加磁场沿径向的空间分布近似地为高斯分布.本文重点考虑这个磁场的除尘效应,即其引起的等离子体和尘埃颗粒的径向运动.因此,忽略磁场径向分量的影响而集中考虑磁场的垂直分量.在本文结论部分将对磁场径向分量的影响进行一些定性的讨论.在这种情况下,垂直磁场可以表示为

$$B = \begin{cases} \left[1 - \tanh\left(\frac{t}{t_0}\right) \right] \cdot e^{-(r/r_0)^2} B_0 e_z & (t < 5t_0), \\ \tanh\left(\frac{t - 5t_0}{t_0}\right) \cdot e^{-(r/r_0)^2} B_0 e_z & (t > 5t_0), \end{cases} \quad (1)$$

这里磁场参数 B_0 是脉冲磁场在中心位置的场强峰值,时间参数 t_0 是脉冲的上升沿和下降沿.而作为一个特殊的例子,假设脉宽为 $5t_0$ (这个参数是可以依不同的实验情况改变的).如果沿柱坐标 z 轴的方向加入由(1)式描述的方波磁场,则在圆柱坐标的极向会产生一个涡旋电场

$$E_\theta = \begin{cases} -\frac{1 - e^{-(r/r_0)^2}}{\chi(r/r_0)t_0 \text{ch}^2\left(\frac{t}{t_0}\right)} E_0 e_\theta & (t < 5t_0), \\ \frac{1 - e^{-(r/r_0)^2}}{\chi(r/r_0)t_0 \text{ch}^2\left(\frac{t - 5t_0}{t_0}\right)} E_0 e_\theta & (t > 5t_0), \end{cases} \quad (2)$$

这里 $E_0 = B_0 r_0 / ct_0$, c 是光速.外加磁场(1)和感应电场(2)随时间的变化如图 3 和图 4 所示.

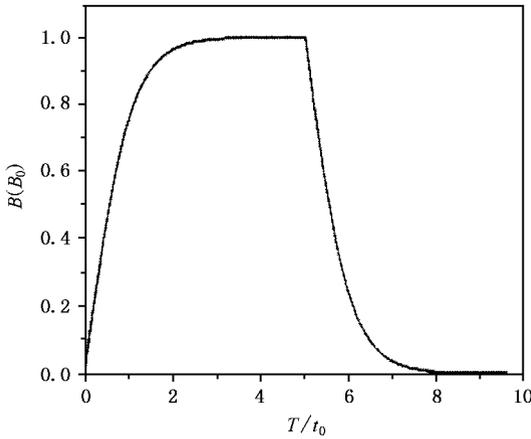


图3 磁场随时间的变化关系

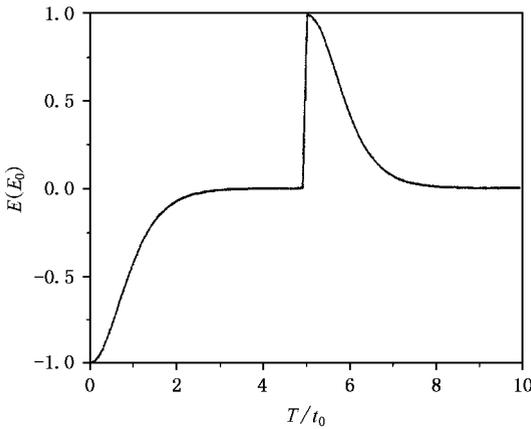


图4 涡旋电场随时间的变化关系

2.3. 三流体模型基本方程组

装置中的尘埃等离子体可用如下尘埃颗粒、离子和电子的三流体方程组描述：

$$m_d n_d \left[\frac{\partial \mathbf{u}_d}{\partial t} + (\mathbf{u}_d \cdot \nabla) \mathbf{u}_d \right] = -T_d \nabla n_d + n_d Q_d \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_d \times \mathbf{B}}{C} \right) - m_d n_d \gamma_{di} (\mathbf{u}_d - \mathbf{u}_i) - m_d n_d \gamma_{dn} \mathbf{u}_d, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \nabla (n_d \mathbf{u}_d) = 0, \quad (4)$$

$$m_i n_i \left[\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + (\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i \right] = -T_i \nabla n_i + n_i e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}}{c} \right) - m_i n_i \gamma_{id} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_d) - m_i n_i \gamma_{in} \mathbf{u}_i, \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla (n_i \mathbf{u}_i) = 0, \quad (6)$$

$$m_e n_e \left[\frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + (\mathbf{u}_e \cdot \nabla) \mathbf{u}_e \right] = -T_e \nabla n_e - n_e e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}}{c} \right) - m_i n_i \gamma_{en} \mathbf{u}_e, \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla (n_e \mathbf{u}_e) = 0, \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_r = 4\pi e \left(n_i - n_e + \frac{Q_d}{e} n_d \right), \quad (9)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_r + \mathbf{E}_0. \quad (10)$$

这里已经采用了等温条件下的状态方程

$$\nabla P_\alpha = T_\alpha \nabla n_\alpha, \alpha = d, e, i, \quad (11)$$

其中 $m_e, n_e, T_e, \mathbf{u}_e, m_i, n_i, T_i, \mathbf{u}_i, m_d, n_d, T_d, \mathbf{u}_d$ 分别表示电子、离子及尘埃颗粒的质量、密度、温度、速度, Q_d 表示尘埃的带电量; \mathbf{E}, \mathbf{B} 分别表示电场和磁场. $\gamma_{en}, \gamma_{in}, \gamma_{id}, \gamma_{dn}, \gamma_{di}$ 依次表示中性分子对电子、离子的碰撞频率, 尘埃颗粒对离子的碰撞频率, 中性分子对尘埃颗粒的碰撞频率, 离子对尘埃颗粒的碰撞频率.

3. 计算过程与结果分析

3.1. 计算过程和基本参数

本文选取高斯静电单位制. 首先对方程组中相关物理量无量纲化, 对矢量标量化, 得到无量纲的标量方程组. 其中 B, r, t 及各组分密度分别用 $B_0 = 10^{-1} \text{T}, r_0 = 5 \text{cm}, r_0/c_s = 4.573 \times 10^{-5}$ (这里离子声速 $c_s = \sqrt{kT_e/m_i} = 2.18669 \times 10^5 \text{cm/s}$) 和各组分各自的初始密度无量纲化. 初始条件 $t = 0$ 时刻, 密度分布是均匀的, 速度取零. 边界条件在 $r = 0$ 处采用轴对称条件, $r = \infty$ 处采用自然边界条件. 用迎风格式的有限差分法求解上述方程组, 求得各种粒子的密度、速度及电场随着外加磁场的变化, 即以原点为中心, 以 10cm 为半径的圆形区域内的分布.

3.2. 结果分析

外界调制的特征参数是调制磁场的脉冲宽度. 而系统内部影响尘埃运动的重要参数是中性粒子对尘埃颗粒的碰撞频率. 在等离子体加工装置中, 中性粒子对尘埃颗粒的碰撞频率大约在 $10^3 - 10^4 \text{Hz}$, 取

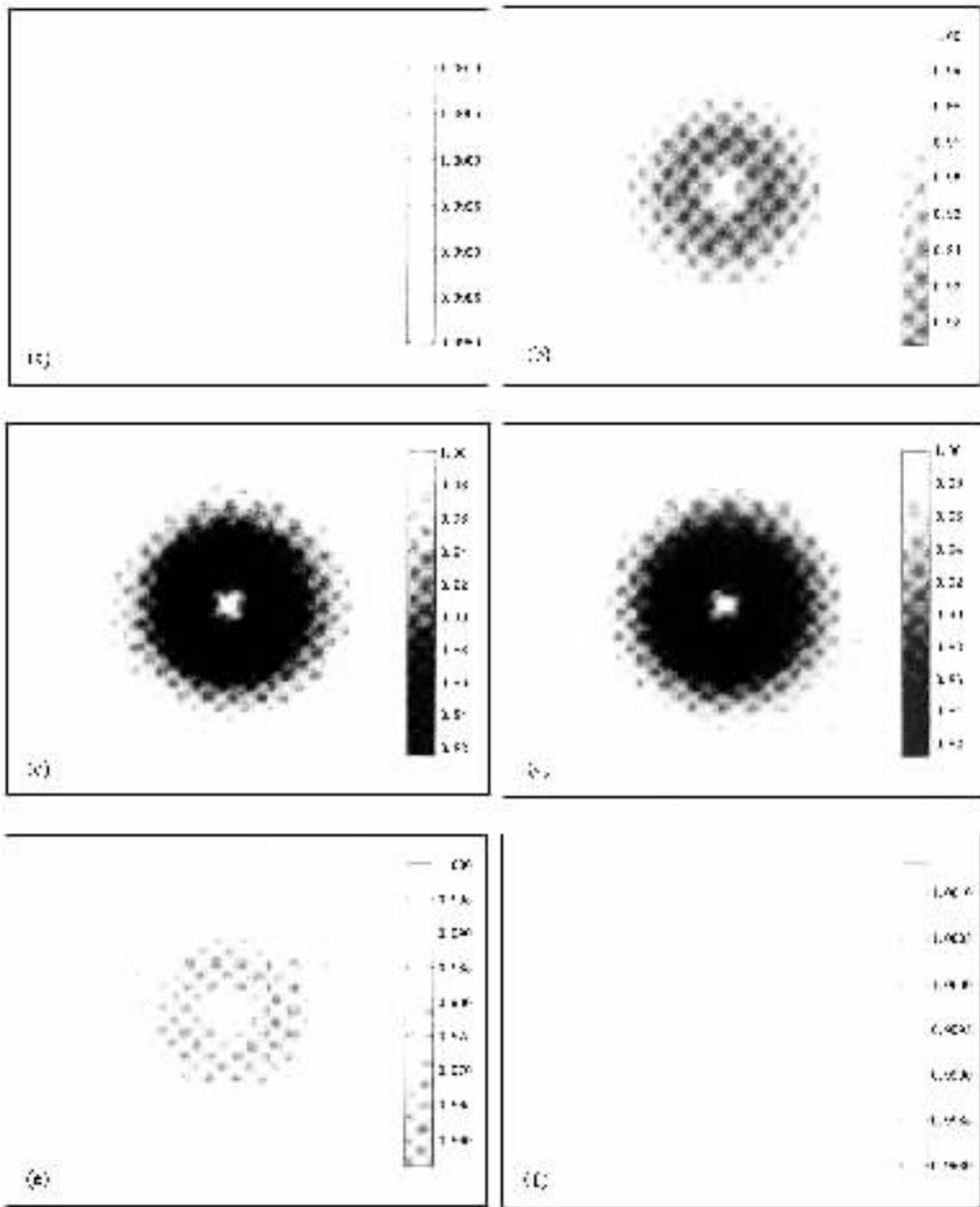


图5 $\gamma_B < \gamma_{dn}$ 时尘埃颗粒在一个脉冲周期内的密度分布的变化(分别为 $0, 1.0t_0, 3.0t_0, 5.0t_0, 6.0t_0, 8.0t_0$ 时刻), 图中所显示区域的长宽均为 20cm

$\gamma_{dn} = 5600\text{Hz}$ ^[27]. 并用脉宽的倒数定义主调制频率 $\gamma_B = 1/(10t_0)\text{Hz}$ 来与 γ_{dn} 比较. 考虑磁场的频率 γ_B 和 γ_{dn} 的大小, 将结果按 $\gamma_B < \gamma_{dn}$ 和 $\gamma_B > \gamma_{dn}$ 两种情况讨论.

当 $\gamma_B < \gamma_{dn}$ ($\gamma_B = 5.0 \times 10^3\text{Hz}$, 即脉宽大约为 0.1ms) 时, 尘埃颗粒、离子、电子的运动引起空间上的密度变化如图 5、图 6、图 7 所示. 从图 3 可以看到, 在磁场上升的 $1.0t_0$ 时刻, 涡旋电场沿顺时针方向, 电子、离子受到磁化后的 $E \times B$ 漂移沿径向向着极平面的圆心运动, 圆心周围的电子、离子密度增

加, 成圆环状. 一般来说, 稳恒场所产生的 $E \times B$ 漂移与电荷无关的, 即离子和电子具有同样的漂移方向和速度^[27]. 而由于带负电的尘埃颗粒存在, 电子的密度比离子低, 这将导致在漂移方向上产生电荷分离和与漂移方向相反的空间电荷场. 可是在快速变化的感应电磁场中, $E \times B$ 漂移不再是熟悉的稳恒漂移而是加速漂移. 这种“加速” $E \times B$ 漂移可以简单地用单粒子运动来描述. 一个质量 m , 电荷为 q 的带电粒子在变化的电磁场中的运动方程为

$$m\mathbf{a} = q\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c}\right), \quad (12)$$

这里矢量 \mathbf{a} 是粒子的加速度. 由此得到垂直磁场方向的漂移运动

$$\mathbf{V}_{\perp} = \frac{c\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \pm \frac{\mathbf{B} \times \mathbf{a}}{B\omega_c}, \quad (13)$$

式中“+”号对应正电荷;“-”号对应负电荷, $\omega_c = |q|B/mc$ 是粒子的回旋频率. 粗略地说, 离子的加速度方向与电场一致, 电子的加速度方向与电场相反, 所以方程右边第二项产生的加速度漂移与第一项的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移方向相反. 电子的回旋频率远大于

离子的回旋频率, 所以这项的减速效果远小于离子. 这可以解释为由于电子的惯性比离子小得多, 其对感应电磁场的响应就比离子快得多. 所以在系统达到稳恒状态之前, 电子的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 加速漂移要远远快于离子. 因此, 即使电子的密度比离子低, 但在漂移方向上反而可能形成电子的电荷积累而产生与漂移方向相同的空间电荷场.

对于我们的具体问题, 如图 8 所示, 尽管电子的初始密度比离子低, 但在 $t = 3.0t_0$ 时, 由于电子的加速漂移, 电子和离子的密度分布已经相近, 而且比

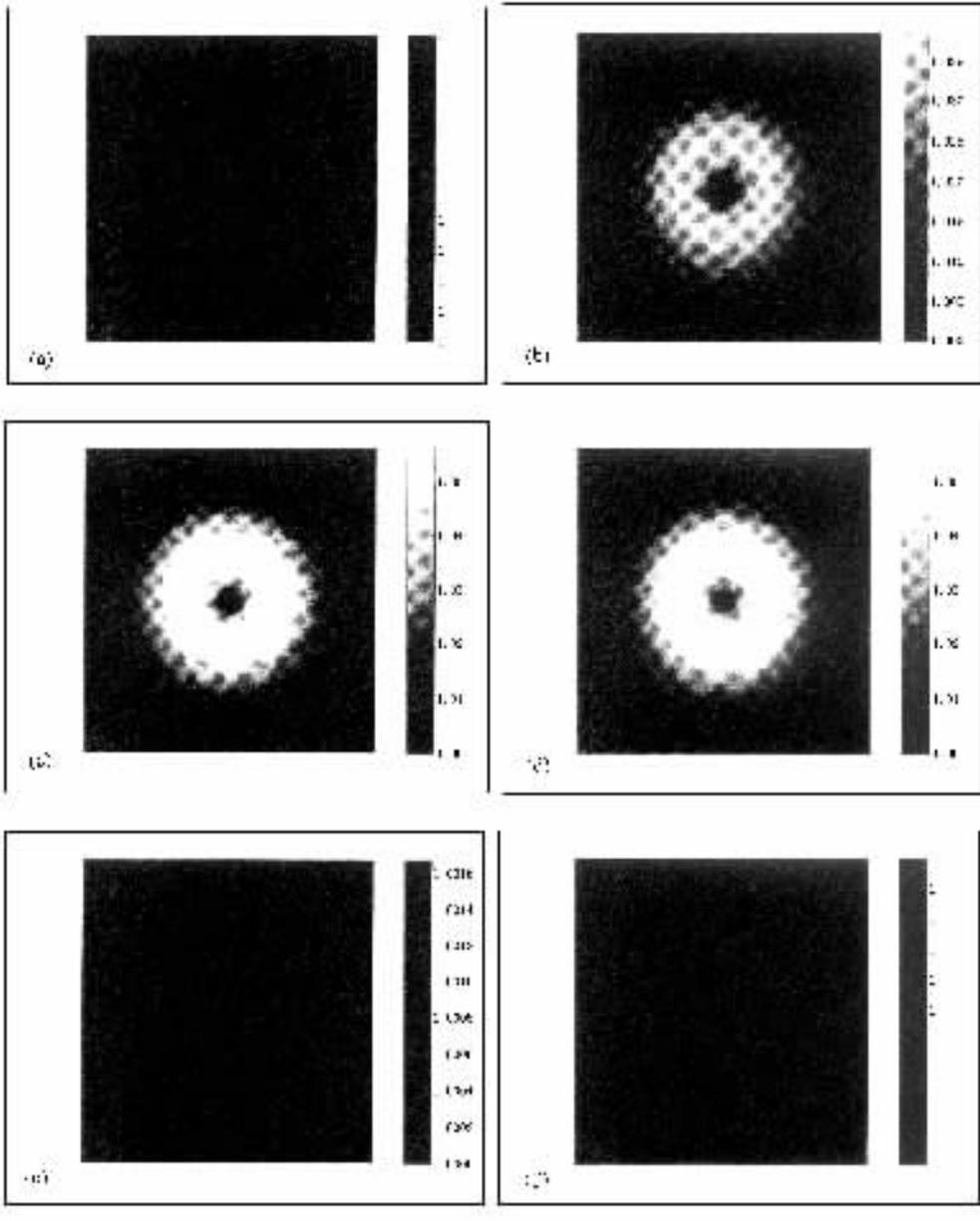


图 6 $\gamma_B < \gamma_{dh}$ 时离子在一个脉冲周期内的密度分布的变化(分别为 $0, 1.0t_0, 3.0t_0, 5.0t_0, 6.0t_0, 8.0t_0$ 时刻), 图中所显示区域的长宽均为 20cm

离子分布略高.这就说明 $E \times B$ 漂移方向上的空间电荷场已经形成.尘埃颗粒的运动受到空间电荷场力和离子拖拽力的作用,其中空间电荷场起着主要作用,所以尘埃背离圆心向外运动,对应圆环处的尘埃密度降低.在磁场保持不变的 $3.0t_0$ 和 $5.0t_0$ 时刻,磁场变化进入平台区,涡旋电场消失.电子、离子首先受到中性粒子的阻力减速为零,之后在热压强梯度作用下向外运动.但是热压强梯度力远小于磁场上升阶段的 $E \times B$ 拖拽力,电子、离子扩散速度

远小于前一阶段的 $E \times B$ 漂移速度,所以密度分布几乎不产生显著的变化.同样,尘埃颗粒此时受到的中性粒子的阻尼速度也减为零,密度分布也不再变化.在磁场衰减的 $6.0t_0$ 时刻,形成与上升过程相反的 $E \times B$ 漂移,电子、离子、尘埃的运动和上面相反.整个过程中,电子和离子经过了一个先收缩后膨胀的过程,尘埃经历一个先膨胀后收缩的过程.最终各种粒子的密度都恢复到平衡.我们称之为 pulse 运动.

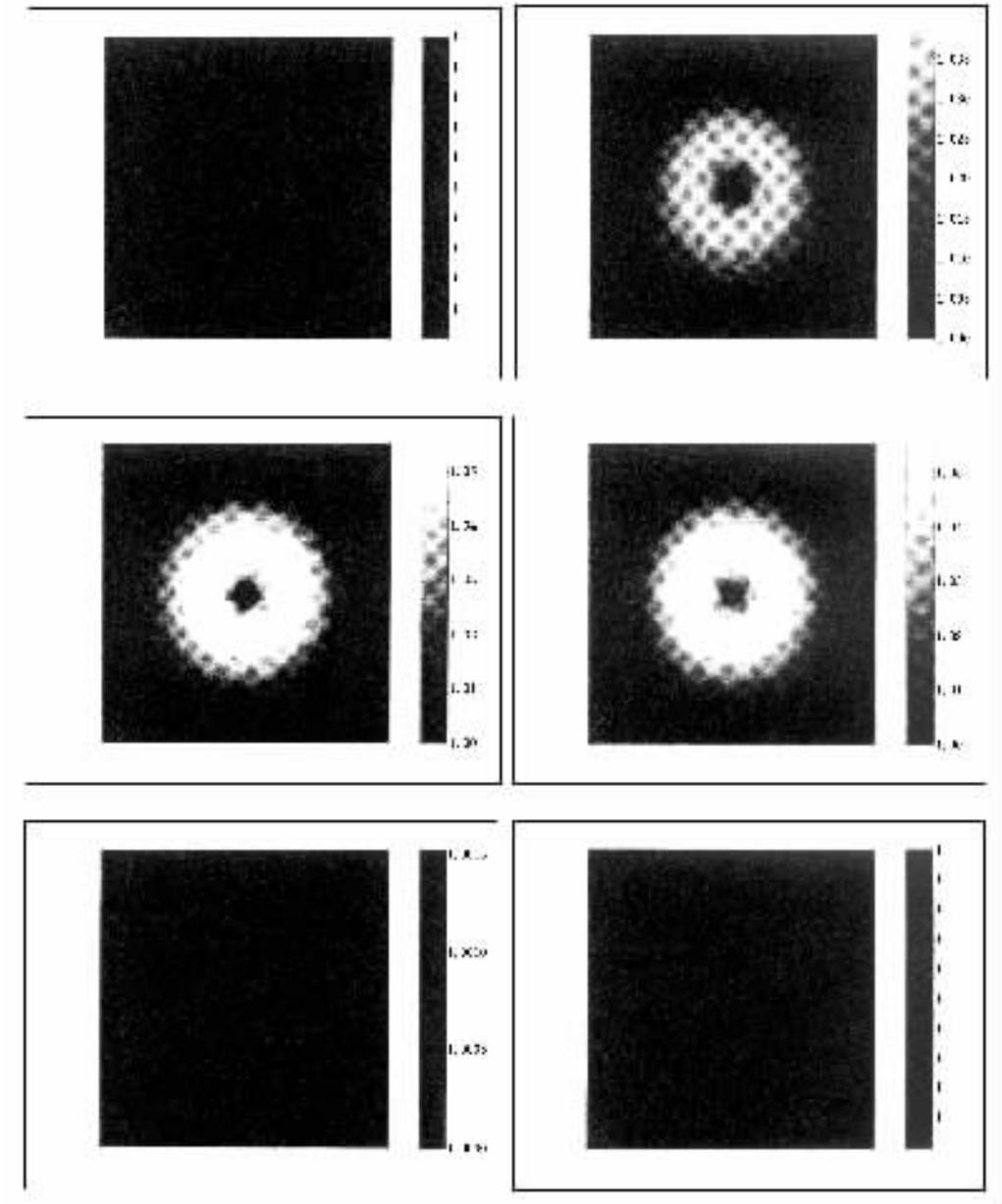


图7 $\gamma_B < \gamma_{dn}$ 时电子在一个脉冲周期内的密度分布的变化(分别为 $0, 1.0t_0, 3.0t_0, 5.0t_0, 6.0t_0, 8.0t_0$ 时刻), 图中所显示区域的长宽均为 20cm

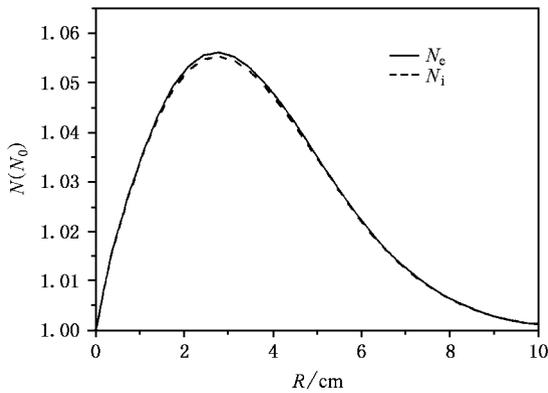


图 8 在 $3.0t_0$ 时刻电子和离子密度的空间分布

当 $\gamma_B > \gamma_{dn}$ ($\gamma_B = 10\gamma_{dn} = 1.0 \times 10^5 \text{ Hz}$, 即脉宽大约为 $5.0\mu\text{s}$) 的时候, 如图 9 所示, 尘埃颗粒会一直沿着背离中心的方向运动. 电子、离子仍然是经过了一个先收缩后膨胀的过程. 我们着重阐述尘埃颗粒的运动特性. 在磁场上升的过程中, 尘埃颗粒在电子、离子形成的内部空间电荷场的作用下, 背离圆心向外运动. 在 $1.0t_0$ 时刻, 靠近中心的密度分布减小, 形成一个圆环凹陷. 在磁场保持不变时, 由于 $\gamma_B > \gamma_{dn}$, 外界驱动快于碰撞阻尼影响, 尘埃颗粒虽然受中性粒子的阻尼减速, 但是仍继续向外扩散, 速度不会减到零. 由于扩散速度很小, 所以在 $3.0t_0$ 和 5.0

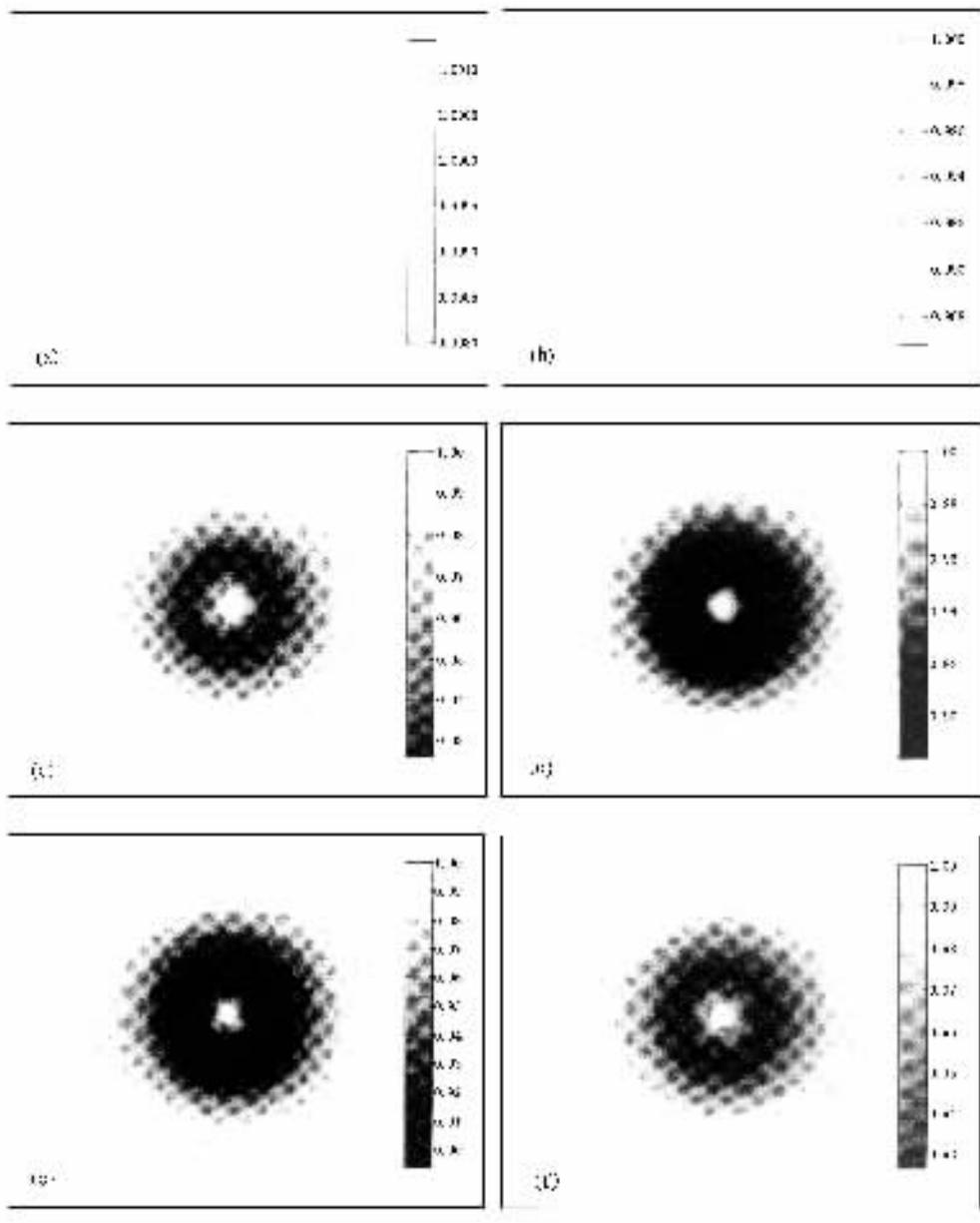


图 9 $\gamma_B > \gamma_{dn}$ 时尘埃颗粒在一个脉冲周期内的密度分布的变化 (分别为 $0, 1.0t_0, 3.0t_0, 5.0t_0, 6.0t_0, 8.0t_0$ 时刻), 图中所显示区域的长宽均为 20cm

t_0 时刻, 密度分布的圆环凹陷处的尘埃颗粒的密度与上升时段相比, 变化并不显著. 在磁场衰减时, 电子、离子沿指向中心的方向运动. 电子响应远远快于离子, 形成背向中心的内部电荷场. 尘埃受到这个指向中心的内部电场力, 速度继续减小, 之后转向中心运动. $6.0t_0$ 时刻, 圆环密度分布凹陷处尘埃密度有所回升. 在磁场减弱到零的 $8.0t_0$ 时刻, 尘埃仍然有指向中心的速度, 但此时速率远小于前半个周期尘埃背向中心方向运动的速率. 虽然圆环凹陷处密度继续回升, 但十分缓慢. 这样, 在一个脉冲周期中, 尘埃颗粒经历了先加速后减速的过程, 总的效应是整体速度背向中心向外, 尘埃密度没有恢复到初始均匀状态, 存在低密度的环状结构. 我们称为除尘运动. 这时如果加上第二个脉冲, 尘埃颗粒将恢复向外的运动. 这样不断引入脉冲磁场, 极板间的尘埃颗粒会越来越少. 在发生器的边缘区域, 可用气流或静电“漏斗”除去尘埃.

4. 结 论

本文对柱形发生器中尘埃等离子体的运动特性进行了研究并提出了利用调制磁场去除尘埃颗粒的方法.

首先, 给出了计算尘埃等离子体的相关理论和采用的流体模型及参数. 然后进行计算机编程, 对尘埃等离子体进行了数值模拟和分析. 通过研究一个脉冲磁场周期内, 各种带电粒子的空间密度分布变化和电场、调制磁场参数的变化之间的关系, 获得了

一些有实用价值的结果. 我们发现当外界驱动调制变化相对于内部阻尼机理来说比较缓慢, 即 $\gamma_B < \gamma_{in}$ 时, 尘埃颗粒做振荡性的 pulse 运动. 当外界驱动调制变化相对于内部阻尼机理来说快得多, 即 $\gamma_B > \gamma_{in}$ 时, 尘埃颗粒一直沿着背离中心的方向运动. 这后一种情况为我们在理论上提供了一种等离子体发生器的除尘方法, 即增加外加调制磁场的频率 γ_B , 使之大于中性粒子对尘埃颗粒的碰撞频率(本例中为 5600 Hz). 这样连续加高频调制磁场脉冲之后, 可以不断清除放电区的尘埃颗粒. 然后在发生器的边缘区域, 可用设计气流或静电“漏斗”最后除去这些尘埃颗粒.

在我们的模型中忽略了磁场的径向分量. 定性地看, 因为系统的轴对称性, 这个分量也将产生一个环向的电场. 这个电场与磁场的径向分量产生的 $E \times B$ 漂移的方向是在垂直方向, 其效应只是改变尘埃颗粒的平衡位置. 但是我们注意到, 磁场的径向分量与垂直方向上用来平衡重力的外加电场会产生一个环向的 $E \times B$ 漂移. 但这个漂移基本是电中性的(因为轴对称性, 环向不会产生空间电荷). 因此, 可能影响计算结果的主要效应是磁场曲率引起的曲率漂移. 这个漂移运动会产生一个环向电流, 从而减弱轴向的磁场(根据楞次定律). 这可以看成是径向磁场分量的主要效应. 考虑磁场曲率及其空间分布的变化与磁场是同步的, 在计及磁场曲率效应时(1)式中的 B_0 应当用 B'_0 来代替, $B'_0 < B_0$. 这样, 在引入一个适当的衰减百分比之后, 上面的计算结果仍然近似地适用.

-
- [1] Goertz C K 1989 *Rev. Geophys.* **27** 271
- [2] Selwyn G S 1993 *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** 3068
- [3] Chu J H, Du J B and Lin I 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 4009
- [4] Hayashi Y and Ichibana K 1994 *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2* **33** L804
- [5] Thomas H, Morfil G E, Demmel V, Goree J, Feuerbacher B and Möhlman D 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 652
- [6] Melzer A, Trottenberg T and Piel A 1994 *Phys. Lett. A* **191** 301
- [7] Barkan A, Merlino R L and D'Angelo N 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3563
- [8] Pieper J B and Goree J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3137
- [9] Quinn R A, Cui C, Goree J, Pieper J B, Thomas H and Morfil G E 1996 *Phys. Rev. E* **53** R2049
- [10] Wang X G and Bhattacharjee A 1996 *Phys. Plasmas* **3** 1189
- [11] Samsonov D and Goree J 1999 *Phys. Rev. E* **59** 1047
- [12] Wang D Z *et al* 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 1276
- [13] Liu D Y, Wang D Z and Liu J Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1094 (in Chinese) 刘德泳、王德真、刘金远 2000 物理学报 **49** 1094]
- [14] Noriyoshi S, Giichiro U, Toshiro K, Shinya S and Satoru I 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1786
- [15] Hou L J and Wang Y N 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 434 (in Chinese) [侯璐景、王有年 2003 物理学报 **52** 434]
- [16] Liu J Y *et al* 2003 *Phys. Plasmas* **10** 3507
- [17] Wang Z X, Liu J Y, Liu Y and Wang X G 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 697
- [18] Hua J J, Ye M F and Wang L 2003 *Plasma Sci. Technol.* **5** 1709
- [19] Sung C Y, Yoko M, Kazuhiko T, Yoshinobu M and Fujiyama H 1997 *Surface and Coatings Technol.* **97** 366

- [20] Maemura Y , Yang S C and Fujiyama H 1998 *Surface and Coatings Technol.* **98** 1351
- [21] Tazoe K , Yang S C , Maemura Y , Ohtsu M and Fujiyama H 1999 *Thin Solid Films* **341** 55
- [22] Yang S C and Fujiyama H 1999 *Thin Solid Films* **341** 59
- [23] Chen F F 1974 *Introduction to Plasma Physics* (New York :Plenum Press)p25
- [24] Merlino R L , Barkan A , Thompson C and D 'Angelo N 1998 *Physics of Plasmas* **5** 1607
- [25] Wang X G and Wang C H 2002 *Plasma Sci. Technol.* **4** 1101
- [26] Wang X G , Wang Z X , Wang C H and Guo B 2002 *Physics of Plasmas* **9** 4103
- [27] Wang X G , Bhattacharjee A , Hu S H , Gou S K and Goree J 2001 *Physics of Plasmas* **8** 5018

Clean up of the dust grains in a plasma cylindrical reactor by a modulated magnetic field^{*}

Xi Yan-Bin Zhang Yu Wang Xiao-Gang Liu Yue Yu Hong Jiang Dong-Guang

(State Key Laboratory of Materials Modification by Laser , Ion and Electron Beams ,Dalian University of Technology , Dalian 116024 , China)

(Received 22 December 2003 ; revised manuscript received 14 April 2004)

Abstract

A theoretical method of getting rid of the dust grains in a plasma cylindrical reactor is designed. The motion of ions , electrons and the dust grains under the control of a modulated magnetic field has been investigated by our fluid mechanics computational simulation subsequently. The dust grains have two kinds of motion : the pulse motion and the contrary cylinder center motion. Our method depends on the second condition.

Keywords : dust grains , modulated magnetic field

PACC : 5225 , 5265 , 5240

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10175013 , 10010760807 , 10160420799).