论文

尘埃等离子体棘轮整流实验与三维模拟

蔡雅文¹, 田淼¹, 马宗博¹, 才志民¹, 李庆¹, 刘富成^{1*}, 贺亚峰^{1,2*}

1. 河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002;

2. 河北大学生命科学与绿色发展研究院, 保定 071002

*联系人, 刘富成, E-mail: hdlfc@hbu.edu.cn; 贺亚峰, E-mail: heyf@hbu.edu.cn

收稿日期: 2022-01-20; 接受日期: 2022-03-01; 网络出版日期: 2022-05-17

国家自然科学基金(编号: 11975089, 51777051)、河北省自然科学基金(编号: A2021201003)和河北大学多学科交叉项目(编号: DXK202010)资助

摘要 实现对等离子体环境中带电尘埃颗粒的调控具有重要的科学意义和应用前景. 本文通过设计尘埃等离子体棘轮实验, 在射频辉光放电等离子体中实现了尘埃颗粒的整流, 通过调节放电功率与压强可以控制颗粒的速度与方向. 为了揭示其整流机制, 利用等离子体流体模型重构了棘轮通道中等离子体参量的三维分布, 分析了尘埃颗粒动力学, 并进一步对棘轮通道中的颗粒进行了Langevin模拟, 定量地重现了颗粒整流等实验现象. 研究结果表明, 沿棘轮通道方向的非平衡离子拖拽力驱动带电颗粒形成定向运动. 实验与模拟结果对深入研究带电尘埃颗粒调控及其能量转化提供了实验支持与模型依据.

关键词 尘埃等离子体, 带电颗粒, 整流**PACS:** 52.27.Lw, 52.27.Gr, 52.65.Kj

1 引言

尘埃等离子体指除了电子、离子外还包含微纳尺度尘埃微粒的等离子体系统, 其广泛存在于星际空间、半导体工业领域以及实验室环境中^[1-9]. 浸入等离子体中的尘埃颗粒与等离子体中的电子、离子发生频繁的碰撞而充电, 在大多数实验室环境下颗粒带负电. 由于颗粒质量相比电子、离子非常大, 因此颗粒具有很小的荷质比. 当耦合参数(颗粒势能与动能之比)逐渐增加时, 系统可以经历气相、液相到固相的转变. 由于等离子体中尘埃子系统具有独特的时间空间尺度(微米毫秒量级), 使得其在实验中可以用普通相机进行观

测, 因此尘埃等离子体还为研究凝聚态物理提供了一个宏观可视化研究平台. 尘埃等离子体内部这些复杂的过程, 使得系统能够呈现出诸如等离子体晶格、尘埃声波等新奇的物理现象^[10-16], 近些年引起了人们极大的关注.

尘埃颗粒通过与等离子体粒子以及不稳定性波动模式相互作用而吸收能量并转化为颗粒动能^[17-19], 然而, 通常情况下颗粒悬浮在极板鞘层附近随机运动, 其获得的动能不能被有效收集与利用. 因此, 如何将这些尘埃颗粒进行整流并研究其能量转换机制是迫切需要解决的一个科学问题. 费曼棘轮可以将随机运动的粒子整流成定向运动, 由于其在不同系统具

引用格式: 蔡雅文, 田淼, 马宗博, 等. 尘埃等离子体棘轮整流实验与三维模拟. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2022, 52: 295212
Cai Y W, Tian M, Ma Z B, et al. Rectification experiments and 3D simulations in a dusty plasma ratchet (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2022, 52: 295212, doi: [10.1360/SSPMA-2022-0033](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0033)

有普适性规律, 有关费曼棘轮研究已经延伸到量子棘轮^[20]、有机电子棘轮^[21]和光学棘轮^[22]等领域. 本课题组前期提出并设计尘埃等离子体棘轮实验装置, 实现了将带电尘埃颗粒的随机运动整流成定向运动^[23]. 然而, 由于尘埃颗粒位于狭小的棘轮通道鞘层中, 这里的等离子体参量很难利用朗缪尔探针来准确测量, 因而尘埃颗粒整流机制很难深入研究. 本文首先实验研究了尘埃颗粒的定向运动规律, 进一步通过实验与等离子体流体模拟相结合, 重构了尘埃等离子体棘轮通道中等离子体参量三维分布, 最后对尘埃颗粒进行了Langevin模拟, 定量地重现了尘埃等离子体棘轮整流等实验现象, 深入研究并揭示了其整流机制.

2 实验装置

图1给出了尘埃等离子体棘轮核心装置示意图. 在真空室内上下平行放置两个电极板, 上电极ITO玻璃接地, 下电极接射频电源(13.56 MHz)与匹配器. 下极板上同心放置两个锯齿形介质棘轮, 每个棘轮上有24个不对称锯齿, 并且内外棘轮上锯齿的不对称取向一致. 因此, 内外棘轮之间形成一个棘轮通道, 其宽度呈不对称和周期性变化特点. 产生均匀的射频辉光放电后, 通过振动杆将尘埃颗粒撒入棘轮通道中, 尘埃颗粒在等离子体中自由下落过程中快速充电, 落入棘轮通道中受通道鞘层电场作用而被束缚在棘轮通道内, 通过调节放电条件, 可以控制颗粒运动速度. 实验中用到的参数主要有: 内外齿最小半径 $r_1=12$ mm, $r_2=20$ mm, 内外锯齿高度均为 $h=8$ mm, 聚苯乙烯微球半径 $r_d=11.5$ μm , 气压范围 $p=20\text{--}55$ Pa, 功率 $P=10\text{--}30$ W.

图1 (网络版彩图)尘埃等离子体棘轮模型示意图
Figure 1 (Color online) Schematic diagram of dusty plasma ratchet.

3 实验结果

利用上述实验装置, 通过控制放电气压与功率, 在实验中观察到尘埃颗粒多种形式的时空分布. 当气压较低时, 棘轮通道内鞘层较厚, 尘埃颗粒被鞘层电场约束在沿通道中心, 其高度略低于内外齿高度. 带电颗粒之间由于Yukawa作用相互排斥呈均匀分布, 当颗粒数合适时, 尘埃颗粒沿棘轮通道中心呈单链均匀分布, 如图2(a)所示, 尘埃颗粒链还可沿棘轮通道整体定向运动, 平均运动角速度约0.04 rad/s, 取决于具体实验条件. 我们发现, 低功率(如 $P=10$ W)时颗粒链沿通道逆向运动, 高功率(如 $P=20$ W)时呈正向运动(如图2(a)中某

图2 (网络版彩图)不同气压下尘埃颗粒在棘轮通道内的分布. (a)–(c)中气压分别为22, 25, 53 Pa, 放电功率均为20 W. (a)和(b)中颗粒链在图像中向上运动, (c)中颗粒堆积在齿槽中. (a)中红色点状线段代表颗粒运动轨迹, 圆圈代表颗粒初始位置. 图中的颗粒做了亮度增强处理

Figure 2 (Color online) Distribution of dust particles in ratchet channel under different gas pressures. (a)–(c) The gas pressure is 22, 25, and 53 Pa, respectively, and the discharge power is 20 W. Dust chain in images (a) and (b) travels upward, and the dust particles in (c) stay stationary in the sawtooth. The red dotted line represents the particle trajectory, and the circle represents the initial position of the particle. Brightness of particles in images is enhanced.

个颗粒的轨迹所示), 在临界功率 $P=16\text{ W}$ 时颗粒静止, 功率偏离临界功率越大, 颗粒速度越大. 因此, 通过调节实验参数, 实现了对尘埃颗粒的可调控性整流.

升高气压, 通道内鞘层厚度开始变薄, 发现在棘轮通道较宽(齿槽)处, 尘埃颗粒不再呈单链分布, 而是出现双链分布, 在通道较窄(齿尖)处, 颗粒仍呈单链分布, 如图2(b)所示, 锯齿槽内的颗粒将交替地通过通道最窄处. 当气压升高至 40 Pa 时, 鞘层厚度变得更薄, 颗粒高度降低, 颗粒链在锯齿尖处断开, 尘埃颗粒分布在各个锯齿槽内, 如图2(c)所示, 颗粒不能形成沿棘轮通道定向运动.

为了进一步研究图2(b)中颗粒的交替运动规律, 把图中红色虚线框区域内颗粒运动过程进行分解. 图3给出了不同时刻尘埃颗粒的运动情况, 并对每一个颗粒进行编号. 由于通道较宽(齿槽)处比较窄(齿尖)处的径向约束弱, 因此, 齿槽内颗粒呈“之”字形双链分布(图3(a)中2–7号颗粒), 齿尖处呈单链分布(图3(a)中0和1号颗粒). 我们发现, 双链颗粒在向上运动到齿尖处会交替合并成单链并加速通过齿尖处, 例如图3(a)中的3和4号颗粒呈双链分布, 经过 0.45 s 后运动到齿尖处呈单链分布(图3(d)). 颗粒的运动规律非常好, 双链中颗粒向单链合并时的轨迹具有一致

性, 如图3(f)所示中2和4号颗粒轨迹一致. 颗粒在以单链形式通过锯齿尖后又交替分离形成双链分布, 其分离过程与上述合并过程类似.

4 角向(θ)鞘层变化测量

为了解释带电尘埃颗粒在等离子体棘轮中的定向整流等现象, 首先需要了解尘埃颗粒所在的棘轮通道内等离子体参量的分布特征. 由于棘轮通道空间尺度较小, 且我们更加关心鞘层内的等离子体分布, 然而朗缪尔探针不能准确测量此种情况下的电子密度等参量. 因此, 通过数值模拟得到棘轮通道内的等离子体参量. 然而, 直接的三维(r -, z -, θ -)模拟目前仍然非常困难, 因此, 通过3步重构尘埃等离子体棘轮通道内等离子体参量的三维分布. 首先, 通过实验测量确定等离子体鞘层沿棘轮通道 θ 方向的变化规律, 发现其符合双正弦函数变化; 其次, 在竖直 r - z 方向上选取两个特征宽窄截面进行二维数值模拟, 得到等离子体参量在不同 r - z 平面内的分布; 最后, 在这两个特征截面之间利用双正弦函数进行插值, 得到棘轮通道内等离子体参量的三维分布. 根据这些等离子体参量, 进一步对尘埃颗粒进行Langevin模拟, 重现三维棘轮通道内尘埃颗粒整流等现象.

在大多数实验室等离子体中, 带负电的尘埃颗粒悬浮在下极板鞘层边界附近, 因此, 可以利用尘埃颗粒来探测棘轮通道内的鞘层分布, 利用尘埃颗粒的空间分布近似地描述等离子体鞘层的边界, 进而确定鞘层与等离子体参量沿棘轮通道 θ 方向的变化规律. 在实验中, 撒入大量尘埃颗粒, 为了确定不同高度上尘埃颗粒的分布, 先将不透明的树脂外齿换成透明的玻璃圆环, 然后将一个面激光器置于电动升降台上, 利用绿色水平面激光透过玻璃圆环逐层扫描位于内齿和玻璃圆环之间的尘埃颗粒, 最后用真空室上方的相机记录不同高度尘埃颗粒在 r - θ 平面内的分布. 这里说明一点, 当颗粒较多时, 由于它们之间相互排斥, 颗粒并非像单个颗粒一样悬浮在鞘层边界, 而是略有偏离, 但颗粒沿棘轮通道的分布仍然可以定性地反映出鞘层沿通道方向的变化规律, 而这正是我们关心的. 此外, 在实验中虽然将不对称的外棘轮换成圆形玻璃环, 但这对靠近内棘轮一侧尘埃颗粒的分布影响不大, 因此, 根据不同高度尘埃颗粒分布轮廓的内边缘来近似鞘层边界, 进而

图3 (网络版彩图)颗粒交替运动过程分解. 颗粒在图2(b)中红色虚线框内区域. (a)–(e) 时间顺序为 $t=0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.6\text{ s}$. (f) 编号为3和4的两个颗粒的运动轨迹, 圆圈代表颗粒的初始位置

Figure 3 (Color online) Decomposition of the alternating motion of dust particles. The particles in the figure are in the red dotted box in Figure 2(b). Time sequences in (a)–(e): $t=0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.6\text{ s}$. (f) The trajectories of two particles numbered 3 and 4. The initial position of the trajectory is marked by a circle.

确定等离子体参量沿棘轮通道 θ 方向的变化规律.

图4(a)和(c)分别给出了实验中在两个锯齿周期内不同水平高度尘埃颗粒的空间分布情况. 尘埃颗粒沿棘轮通道呈条带状分布在辉光背景中, 该条带的内部轮廓平滑(图中黄色实线所示), 其不对称性与内棘轮的不对称性一致, 图4(b)和(d)分别给出了内部轮廓线随 θ 的变化. 从图中可以看到 $\theta_{AB} < \theta_{BA'}$, 内部轮廓沿棘轮通道方向具有周期性并且每个周期内都具有不对称性. 这两条轮廓线与 θ 的关系均可以用不对称的双正弦函数较好拟合:

$$r(\theta) = r_0[\sin(2\pi\theta/\Theta) - 1/4 \sin(4\pi\theta/\Theta)] + r_1, \quad (1)$$

其中, r_0 是振幅, r_1 是偏置, $\Theta=2\pi/24=0.247$ rad是棘轮的周期.

进一步, 对棘轮通道内不同高度尘埃颗粒分布的内轮廓线进行拟合, 发现它们都可以用上述双正弦函数 $r(\theta)$ 进行较好拟合, 拟合参数在表1中给出. 颗粒分布的外轮廓基本呈圆形. 根据上述实验结果, 将不同高度尘埃颗粒分布内外轮廓线插值得到颗粒在棘轮通道内的三维分布, 如图5所示. 上述实验测量表明, 沿棘轮通

图 4 (网络版彩图)尘埃颗粒在棘轮通道内的空间分布. (a)和(c)中激光高度分别为 $z=3.285$ 和 2.395 mm, 黄色曲线表示尘埃颗粒空间分布的内部轮廓. (b)和(d)分别是(a)和(c)中轮廓曲线沿 θ 方向的变化, 蓝色实线为双正弦函数(式(1))拟合结果

Figure 4 (Color online) Spatial distribution of dust particles in the ratchet channel. The laser heights in (a) and (c) are $z=3.285$ and 2.395 mm, respectively. The yellow curves in (a) and (c) represent the inner profile of the spatial distribution of dust particles. (b) and (d) represent the change of the inner profiles in (a) and (c) with θ , respectively, the blue solid line is the fitting result of double sinusoidal function (eq. (1)).

表 1 不同高度尘埃颗粒分布的拟合参数

Table 1 Fitting parameters for the distribution of different height dust particles

高度 z (mm)	内轮廓 公式(1), $r(\theta)$	外轮廓 R (mm)
1.950	断链	31.24
2.061	断链	31.36
2.228	$r_0=0.33, r_1=30.75$	31.55
2.395	$r_0=0.34, r_1=30.72$	31.59
3.172	$r_0=0.20, r_1=30.69$	31.80
3.283	$r_0=0.21, r_1=30.68$	32.00

图 5 (网络版彩图)尘埃颗粒在棘轮通道中分布的三维轮廓, 颜色标识代表高度, 灰色区域代表棘轮和玻璃环边界

Figure 5 (Color online) The three-dimensional profile of dust particles distributed in the ratchet channel. The color identification represents the height, and the gray area indicates schematically the boundary of the ratchet and glass ring.

道 θ 方向, 鞘层和等离子体参量分布具有不对称性, 符合双正弦函数变化规律, 沿棘轮通道方向电势呈不对称棘轮势.

5 竖直平面(r - z)内的等离子体模拟

下面考虑等离子体参量在竖直 r - z 平面内的分布. 由于棘轮通道宽度沿 θ 方向具有周期性和不对称性, 因此选取两个特征截面进行数值模拟. 这两个特征截面均竖直通过棘轮圆心, 其中一个特征截面 Ω_w 通过棘轮通道的最宽处(对应齿槽, θ_w), 另一个特征截面 Ω_n 通过棘轮通道的最窄处(对应齿尖, θ_n), 图6(a)中的两条不同角位置的虚线代表这两个竖直截面在水平面的投影.

图6(b)给出了特征截面示意图, 真空室半径为 50 mm, 极板间距为 50 mm, 左侧为棘轮圆心处对称轴, 上边界接地, 右侧和下侧为介质接触, G_i 和 G_o 分别表示内外棘轮截面. 内外锯齿棘轮高均为 $h=8$ mm, 外

图 6 (网络版彩图)模型截面示意图. (a) r - θ 平面内1/4棘轮锯齿模型; (b) r - z 平面内特征截面示意图

Figure 6 (Color online) Schematic diagram of model section. (a) The 1/4 ratchet serration model in r - θ plane; (b) typical cross section in r - z plane.

径 $r_3=28$ mm. 宽截面 Ω_w 中内齿半径 $r_1=12$ mm, 外齿内径 $r_2=20$ mm, 窄截面中内齿半径 $r_1=12.1$ mm, 外齿内径 $r_2=19.8$ mm. 下面在这两个特征截面上分别进行等离子体数值模拟.

利用COMSOL等离子体模块进行流体模拟, 控制方程主要有粒子的连续性方程、粒子的动量方程、电子能量守恒方程以及泊松方程. 模型中只考虑e, Ar, Ars和 Ar^+ 四种粒子以及它们之间的7种碰撞反应, 初始电子密度 $n_e \sim 3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$, 电子温度为3 eV, 压强范围为20–40 Pa. 粒子的输运过程由连续性方程和动量方程决定:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_k = S_k, \quad (2)$$

$$\mathbf{\Gamma}_k = -D_k \nabla n_k + \mu_k \mathbf{E} n_k, \quad (3)$$

其中, n_k 表征粒子数密度, $\mathbf{\Gamma}_k$ 为粒子流密度, μ_k 和 D_k 分别表征粒子的迁移率与扩散系数, $\mathbf{E}$ 是电场, 源项用 S_k 表示.

电子能量平衡方程为

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e + e \mathbf{\Gamma}_e \cdot \mathbf{E} = S_e, \quad (4)$$

$$\mathbf{\Gamma}_e = -\left(\frac{5}{2} D_e\right) \nabla (n_e T_e) - \left(\frac{5}{2} \mu_e\right) E n_e T_e, \quad (5)$$

其中, n_e 是电子平均能量密度, $\mathbf{\Gamma}_e$ 是电子能量通量密度, S_e 对应于由弹性碰撞和非弹性碰撞引起的电子能量变化.

由泊松方程得到了电场和电势的空间分布:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0}, \quad (6)$$

其中, ϵ_0 是真空介电常数.

在金属电极表面及接地平板电极处, 电子、离子、亚稳态粒子的粒子流密度以及电子能量密度的边界条件如下:

$$\mathbf{\Gamma}_e \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{4} n_e \sqrt{\frac{8 k_b T_e}{\pi m_e}} - \alpha_s \sum_i \gamma_i (T_i \cdot \mathbf{n}) + \alpha'_s \mu_e n_e E, \quad (7)$$

$$\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{4} n_i \sqrt{\frac{8 k_b T_i}{\pi m_i}} + \alpha'_s \mu_i n_i E, \quad (8)$$

$$\mathbf{\Gamma}_m \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{4} n_m \sqrt{\frac{8 k_b T_g}{\pi m_m}}, \quad (9)$$

$$\mathbf{\Gamma}_e \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{2} n_e \sqrt{\frac{8 k_s T_e}{\pi m_e}} - \alpha_s 2 k_b T_e \sum_i \gamma_i (T_i \cdot \mathbf{n}), \quad (10)$$

式中, 下标e, i, m分别代表了电子、正离子和亚稳态粒子. 矢量 $\mathbf{n}$ 为指向表面的单位法向矢量, T_i 和 T_g 分别为离子温度和气体温度, 这里 $T_g=300$ K, 而 T_i 通过半经验公式^[24]求得:

$$k_b T_i = k_b T_g + \frac{m_i + m_b}{5 m_i + 3 m_g} m_g (\mu_i |E|)^2. \quad (11)$$

更加详细的模型描述可参见文献^[25].

6 模拟结果

图7给出了宽和窄两个特征截面中的电子密度 $n_e(r, z)$ 与电势 $U(r, z)$ 分布. 由图7(a)和(c)可见, 在平板电容耦合射频放电中, 电子密度均匀分布在放电腔中心, 由于这两个截面中棘轮通道宽度相差较小, 电子密度在两个截面内的分布非常接近, 电子密度最大值约为 $n_e \sim 9 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$. 在内外齿之间的棘轮通道附近电子密度分布呈现向下凹陷. 图7(b)和(d)给出了相应的两个截面内的等势线分布, 在棘轮通道中等势线呈现明显的下凹分布, 在径向上形成一个抛物线势阱, 这种分布将对带电尘埃颗粒形成径向约束, 使其约束在通道中心的某个平衡高度位置. 根据模拟出的电势分布可以计算出经过两个横截面中尘埃颗粒在竖直方向的平衡位置高度($mg = -Q \frac{\partial U}{\partial z}$), 发现处于宽截面 Ω_w 中的颗粒高度比窄截面 Ω_n 中颗粒高度低约几十微米, 这与实验中的现象相符. 由于窄截面 Ω_n 处(齿尖位置)对尘埃颗粒的挤压作用更强, 所以颗粒经过窄截面时要比经过其他位置时的平衡高度略高一些.

上面得到了棘轮通道的最宽与最窄两个不同的角向 θ 位置处特征竖直截面内的等离子体参量 $\Pi_{\Omega_{w,n}}(r, z)$

图 7 (网络版彩图)特征截面内等离子体参量 r - z 分布. (a)和(b)为宽截面 Ω_w 中的电子密度 $n_e(r, z)$ 和等势线 $U(r, z)$ 分布. (c)和(d)为窄截面 Ω_n 中的电子密度 $n_e(r, z)$ 和等势线 $U(r, z)$ 分布. 气压 $p=25$ Pa, 放电功率 $P=25$ W

Figure 7 (Color online) Distribution of plasma parameters in the two typical cross sections. (a) and (b) are the distribution of the electron density $n_e(r, z)$ and equipotential line $U(r, z)$ in the widest section Ω_w . (c) and (d) are the distribution of the electron density $n_e(r, z)$ and equipotential line $U(r, z)$ in the narrowest section Ω_n . The gas pressure $p=25$ Pa, the discharge power $P=25$ W.

分布, $\Pi_{\Omega_w, n}(r, z)$ 代表电子密度、离子密度和电势. 由式(1)可知, 等离子体参量沿棘轮通道 θ 方向呈双正弦函数变化, 因此, 在这两个特征截面之间其他角位置的截面中的等离子体参量可以进行双正弦函数插值, 最终得到棘轮通道中等离子体参量的三维分布 $\Pi(r, z, \theta)$:

$$\Pi_0(r, z) = (\Pi_{\Omega_w}(r, z) - \Pi_{\Omega_n}(r, z))/2, \quad (12)$$

$$\Pi_1(r, z) = (\Pi_{\Omega_w}(r, z) + \Pi_{\Omega_n}(r, z))/2, \quad (13)$$

$$\Pi(r, z, \theta) = \Pi_0(r, z) \left(\sin\left(2\pi\frac{\theta}{\Theta}\right) - \frac{1}{4} \sin\left(4\pi\frac{\theta}{\Theta}\right) \right) + \Pi_1(r, z), \quad (14)$$

其中, 式(12)和(13)中的 $\Pi_{\Omega_w}(r, z)$ 和 $\Pi_{\Omega_n}(r, z)$ 分别是宽窄截面中的等离子体参量. 式(14)给出了电子密度、离子密度和电势沿角 θ 的变化, 由此可见, 不同半径 r 和不同高度 z 上的等离子体参量沿通道 θ 方向的变化具有周期性和不对称性, 因此, 沿棘轮通道方向形成不对称棘轮势.

在得到棘轮通道内的等离子体参量三维分布后, 进一步分析尘埃颗粒动力学过程. 取颗粒半径 $r_a=$

$10 \mu\text{m}$, 根据OML理论可以得到颗粒带电量, 约 $Q \sim 1 \times 10^5 e$. 带电尘埃颗粒在棘轮通道中主要受重力 F_g 、鞘层电场力 F_e 、离子拖拽力 F_i 、中性拖拽力 F_n 以及颗粒之间的Yukawa作用力 F_Y ^[1]. 鞘层电场力由前面计算的棘轮通道内电势梯度得出. 离子拖拽力 F_i 包括离子对颗粒的库仑碰撞 F_o 与离子对颗粒的物理碰撞 F_c , 其方向与电场方向一致, 离子拖拽力是非平衡力, 可以克服中性粒子阻力驱动颗粒运动. 中性粒子拖拽力取决于颗粒运动速度, 由Epstein公式给出. 尘埃颗粒在三维棘轮通道内运动过程由下方方程支配:

$$m\ddot{\mathbf{r}}_k = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_i + \mathbf{F}_n + \mathbf{F}_Y + \mathbf{F}_e, \quad k = 1, 2, \dots, N. \quad (15)$$

根据上述方程, 进一步模拟实验中尘埃颗粒在棘轮通道内的各种运动现象. 模拟中颗粒初始位置设置在通道中心附近 $r_0=16$ mm处, 初始高度取 $z_0=10$ mm, 颗粒数 $N=192$ 个沿棘轮通道均匀分布, 初始速度为零.

图8给出了不同气压下尘埃颗粒在一个棘轮通道中的稳态分布, 其中图8(a)–(c)是气压分别取20, 25和40 Pa时颗粒的三维分布, 图8(d)–(f)分别是对应条件下

图 8 (网络版彩图)不同气压下尘埃颗粒在一个锯齿周期内的分布. (a)–(c)为气压分别取20, 25和40 Pa时颗粒的三维分布, (d)–(f)为对应的颗粒在 r - θ 水平面内投影. 放电功率均为 $P=25$ W

Figure 8 (Color online) Distribution of dust particles in a sawtooth under different gas pressures. (a)–(c) are the three-dimensional distributions of particles when the gas pressure is 20, 25 and 40 Pa, respectively. (d)–(f) are the corresponding distributions of dust particles in horizontal r - θ plane. The discharge power is $P=25$ W.

颗粒在 r - θ 水平面内的投影. 由图可见, 由于受内外齿间抛物势阱约束(如图7(b)和(d)所示), 带电尘埃颗粒均匀分布在通道中心约 $r=15.8$ mm处. 当气压 $p=20$ Pa时, 鞘层较厚, 颗粒在竖直 z 方向上的平衡位置高度约在 $z=10$ mm处, 此时, 沿通道方向棘轮势垒较低, 颗粒通过Yukawa作用相互排斥, 沿通道 θ 方向形成均匀分布颗粒单链, 如图8(a)和(d)所示. 颗粒在锯齿内形成链后还将呈现出集体效应, 此时, 如果作用在每个颗粒上的角向离子拖拽力的合力不为零, 颗粒链将在非平衡角向离子拖拽力作用下沿棘轮通道产生定向运动, 如图2(a)所示. 当压强增加到 $p=25$ Pa时, 鞘层开始变薄, 颗粒平衡高度下降至 $z=9$ mm处, 颗粒在通道较宽的齿槽内呈双链分布, 在通道较窄的齿尖处呈单链分布, 如图8(b)和(e)所示, 并且颗粒沿通道定向运动. 齿槽中的双链颗粒运动到齿尖处会交替合并成单链并加速通过齿尖处, 如图8(e)中轨迹所示, 模拟结果与实验结果图2(b)和3一致. 当气压升高至40 Pa时, 鞘层更薄, 尘埃颗粒平衡高度下降到约 $z=7$ mm处. 此时, 沿通道方向棘轮势垒较高, 对颗粒形成一个角向较强的约束, 使其集中分布在势垒最低处(齿槽处), 颗粒

沿棘轮通道方向不能形成颗粒链, 如图8(c)和(f)所示, 因此, 整个通道内颗粒的集体效应消失, 颗粒不能沿通道形成持续稳定的定向运动, 与实验结果图2(c)一致. 在每个锯齿内, 这些颗粒仍然存在相互作用, 在一定的条件下, 这些颗粒可以在锯齿槽内做涡流运动 [26].

本文只系统地研究了一种尺寸的颗粒整流现象. 通过大量实验与模拟对比, 研究了不同尺寸与形状颗粒的在尘埃等离子体棘轮中的整流. 我们发现, 不同尺寸和形状的颗粒都存在整流现象, 只是对于不同颗粒, 其带电量、平衡高度、正逆流转变临界实验条件略有不同, 定性结论不变.

7 结论

本文首先通过设计尘埃等离子体棘轮实验, 实现了对尘埃颗粒的可控性整流; 其次, 利用尘埃探针得到了鞘层分布沿 θ 方向的变化并利用双正弦函数进行拟合; 再次, 利用等离子体流体模拟了等离子体参量在 r - z 平面内的分布, 进一步通过插值构建出完整的尘

埃等离子体棘轮三维模型, 得到了等离子体参量的三维分布; 最后, 分析了尘埃颗粒动力学, 并利用Langevin数值模拟出了尘埃颗粒在棘轮中的定向运动等现象, 模拟结果与实验结果定量一致. 研究结果表明, 利用尘埃等离子体棘轮可以将随机运动的尘埃

颗粒进行整流, 尘埃颗粒在非平衡离子拖拽力的作用下克服中性气体阻力形成定向运动. 本文研究结果促进了等离子体物理和非平衡统计物理的深入交叉融合, 为深入研究等离子体中尘埃颗粒调控及其能量的转化提供了实验支持与模型依据.

参考文献

- Morfill G E, Ivlev A V. Complex plasmas: An interdisciplinary research field. *Rev Mod Phys*, 2009, 81: 1353–1404
- Shukla P K, Eliasson B. *Colloquium*: Fundamentals of dust-plasma interactions. *Rev Mod Phys*, 2009, 81: 25–44
- Staps T J A, van de Ketterij M I, Platier B, et al. The underexposed effect of elastic electron collisions in dusty plasmas. *Commun Phys*, 2021, 4: 231
- Wong C S, Goree J, Haralson Z, et al. Strongly coupled plasmas obey the fluctuation theorem for entropy production. *Nat Phys*, 2018, 14: 21–24
- Tsai Y Y, Tsai J Y, Lin I. Generation of acoustic rogue waves in dusty plasmas through three-dimensional particle focusing by distorted waveforms. *Nat Phys*, 2016, 12: 573–577
- Ma J X. Dusty plasma (in Chinese). *Physics*, 2006, 35: 7 [马锦秀. 尘埃等离子体. *物理*, 2006, 35: 7]
- Ding X, Lu S, Sun T, et al. Head-on collision of compressional shocks in two-dimensional Yukawa systems. *Phys Rev E*, 2021, 103: 013202
- Shi P, Wang D. Numerical simulation of pulsed corona discharge with dust particles at atmospheric pressure. *Phys Plasmas*, 2005, 12: 043505
- Zhang Y, Wang X, Liu J. Formation of a cylindrical dust void in a plasma crystal due to a potential bump. *Phys Rev E*, 2008, 78: 016405
- Hou X N, Liu Y H, Kravchenko O V, et al. Structures and dynamics in a two-dimensional dipolar dust particle system. *Phys Plasmas*, 2018, 25: 053701
- Liu X M, Song Y H, Xu X, et al. Simulation of dust particles in dual-frequency capacitively coupled silane discharges. *Phys Rev E*, 2010, 81: 016405
- Zhang H, Yang Y, Hong X R, et al. Freak oscillation in a dusty plasma. *Phys Rev E*, 2017, 95: 053207
- Gao R, Yuan C, Li H, et al. Absolute continuum intensity diagnostics of a novel large coaxial gridded hollow cathode argon plasma. *Phys Plasmas*, 2016, 23: 083525
- Huang H, Schwabe M, Thomas H M, et al. Penetration of a supersonic particle at the interface in a binary complex plasma. *Phys Rev E*, 2021, 103: 013205
- Feng Y, Lin W, Murillo M S. Viscosity of two-dimensional strongly coupled dusty plasma modified by a perpendicular magnetic field. *Phys Rev E*, 2017, 96: 053208
- Arumugam S, Bandyopadhyay P, Singh S, et al. DPEx-II: A new dusty plasma device capable of producing large sized DC coulomb crystals. *Plasma Sources Sci Technol*, 2021, 30: 085003
- Thomas H M, Morfill G E. Melting dynamics of a plasma crystal. *Nature*, 1996, 379: 806–809
- Melzer A, Schweigert V A, Piel A. Transition from attractive to repulsive forces between dust molecules in a plasma sheath. *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 3194–3197
- Ivlev A V, Konopka U, Morfill G, et al. Melting of monolayer plasma crystals. *Phys Rev E*, 2003, 68: 026405
- Grossert C, Leder M, Denisov S, et al. Experimental control of transport resonances in a coherent quantum rocking ratchet. *Nat Commun*, 2016, 7: 1–6
- Roeling E M, Germs W C, Smalbrugge B, et al. Organic electronic ratchets doing work. *Nat Mater*, 2011, 10: 51–55
- Arzola A V, Villasante-Barahona M, Volke-Sepúlveda K, et al. Omnidirectional transport in fully reconfigurable two dimensional optical ratchets. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 138002
- He Y F, Ai B Q, Dai C X, et al. Experimental demonstration of a dusty plasma ratchet rectification and its reversal. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 075001
- Ellis H W, Pai R Y, McDaniel E W, et al. Transport properties of gaseous ions over a wide energy range. *Atomic Data Nucl Data Tables*, 1976, 17: 177–210
- Brok W J M, van Dijk J, Bowden M D, et al. A model study of propagation of the first ionization wave during breakdown in a straight tube containing argon. *J Phys D-Appl Phys*, 2003, 36: 1967–1979
- Yan J, Feng F, Liu F C, et al. Rotation of a single vortex in dusty plasma. *Chin Phys B*, 2017, 26: 095202

Rectification experiments and 3D simulations in a dusty plasma ratchet

CAI YaWen¹, TIAN Miao¹, MA ZongBo¹, CAI ZhiMin¹, LI Qing¹,
LIU FuCheng^{1*} & HE YaFeng^{1,2*}

¹*College of Physical Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China;*

²*Institute for Life Sciences and Green Development, Hebei University, Baoding 071002, China*

Realizing the control of charged dust particles in a plasma environment has important scientific significance and application prospects. This paper realizes the rectification of dust particles in RF glow discharge plasma by designing a dusty plasma ratchet experiment. The direction of the particle flow can be controlled by adjusting the discharge power and gas pressure. To reveal the rectification mechanism of dust particles, this paper reconstructs a three-dimensional distribution of plasma parameters in the ratchet channel, analyzes the dust particle dynamics, and performs Langevin simulation. Numerical simulations can quantitatively reproduce the rectification phenomena of particles. Results show that the non-equilibrium ion drag force along the ratchet channel drives the charged particles to form a directional motion. Experimental and simulation results provide an experimental support and model basis for the profound study of the control of charged dust particles and energy conversion in plasma.

dusty plasma, charged particle, rectification

PACS: 52.27.Lw, 52.27.Gr, 52.65.Kj

doi: [10.1360/SSPMA-2022-0033](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0033)