电场驱动的二元复杂等离子体中的瑞利–泰勒类不稳定性

Priya Deshwal[a)] 和 Hitendra K. Malik*Physics Department, IIT Delhi, Hauz Khas, New Delhi - 110016, India*

本研究采用二维分子动力学模拟，探究强耦合二元复杂等离子体中的瑞利–泰勒类不稳定性：在平面构型中，荷质比相同的较重尘埃颗粒位于较轻颗粒上方。研究使用朗之万动力学模拟，考察外加电场和平衡电荷密度梯度作用下，两种不同带电尘埃粒子在界面处扰动的演化。我们通过解析计算，确定了强耦合和弱耦合尘埃等离子体区域中的不稳定性增长率。随后，我们利用分子动力学模拟验证了这些理论预测，并成功再现了强耦合二元复杂等离子体中的不稳定性。在这些情形下，不稳定性最终会导致带电粒子组分之间发生混合。本研究全面分析了增长率随各种系统参数的变化，并深入探讨了其背后的物理机制。

arXiv:2601.08384v1 [physics.plasm-ph] 13 Jan 2026

I. *INTRODUCTION*

尘埃等离子体是一种电离气体，其中含有各种尺寸的固体粒子，这些粒子可能由外部引入，也可能在等离子体内部产生，并通过吸引等离子体中的电子或离子而带电。通常，电子的运动能力更强，会附着在尘埃颗粒上，使其带负电。尘埃颗粒上的高电荷会使颗粒间相互作用能高于平均热动能。这两种能量的比值即为库仑耦合参数 $\Gamma = Q^2/4\pi\epsilon_0 a k_B T$，其中 Q、a 和 T 分别表示尘埃组分的电荷、颗粒间距和温度。因此，要达到强耦合条件，需要（i）增大电荷 Q；（ii）减小粒子间距 a；以及（iii）降低温度 T。根据 Γ 的取值，该介质可分为气体、液体和固体。尘埃颗粒之间通过屏蔽库仑势 $v(r) = (Q/4\pi\epsilon_0 r)exp(-r/\lambda_d)$[1,2] 相互作用，而非通过库仑势，其中 λ_d 为德拜长度。因此，这是一种复杂介质，只需极少参考背景粒子即可理解。在基础等离子体物理领域，尘埃等离子体是一种多用途介质，可用于研究波[3–5] 、不稳定性[6,7] 和库仑结晶[8]；此外，还可研究等离子体晶体[9], 的形成，该晶体已被证明会发生相变[10,11]。

尘埃组分的荷质比使得与尘埃组分相关的时间尺度相较于电子和离子的时间尺度更长；因此，在尘埃时间尺度上，可以认为电子和离子没有惯性。由此，即使使用通常的电荷耦合器件，也能轻松观察并捕捉它们的动力学。因此，尘埃等离子体是研究线性波与非线性波[4,5], 不稳定性[12–14]、压缩波[15], 和集体性质[16–18]的理想介质。尘埃等离子体即使在室温和典型密度下，也能很容易地制备为强耦合态。因此，这些性质使其成为研究物质强耦合态的合适介质。在强耦合态下，该介质的性质表现为集体结构[19,20],和相变[21] ，这些现象均已被观测到。最近，人们阐明了尘埃团簇的动态平衡和混沌动力学[22,23]。因此，即使是均匀的复杂等离子体，也在近几十年来获得了学界的广泛关注。

通常，在工业设备[24] 和自然环境[25], 中，尘埃颗粒通常呈多分散状态，其形状和大小可能各不相同，或者由不同类型的材料组成[26]。在多分散系统中，二元复杂等离子体是最简单的一类，仅由两种粒子组成。近年来，对二元复杂等离子体中各种现象的研究取得了迅速发展。人们通过数值模拟和实验，研究二元复杂等离子体中的流体分离[27]、混合[28], 和去混合[29] 现象。在国际空间站[27]上，利用 Plasma Kristall-4（PK-4）[30] 实验装置，在微重力条件下开展了一系列关于二元复杂等离子体的实验。在这些实验中，当较小的粒子被注入由较大尘埃颗粒组成的云团时，观察到了通道形成[31] 等现象。抛物线飞行实验观察到，在小尺寸差异约为 5%[32]的二元复杂等离子体系统中发生了相分离。在地面实验室中，研究人员使用两种不同类型的材料[33–35]，通过实验制备了二维复杂二元尘埃层。然而，这种等离子体也容易因粒子密度梯度或非均匀外加场中的梯度而产生不稳定性。

本文探讨存在外部电场和平衡电荷密度梯度时，二元复杂等离子体区域中的一种不稳定性。具体而言，本研究尝试通过朗之万动力学模拟，利用大规模原子／分子并行模拟器，研究含尘二元等离子体中由电场驱动的类瑞利-泰勒（RT）不稳定性。

a)电子邮箱：priyadeshwal25@gmail.com

（LAMMPS）[36]。假设所有粒子均通过屏蔽库仑势 $U(r) =(Q/4\pi\epsilon_0 r)\exp(-r/\lambda_D)$[1] 相互作用，并受限于外部电场。两种粒子的荷质比保持相同，因此所有粒子都能在鞘层内的同一平面上悬浮。我们还将通过解析推导弱耦合和强耦合区域中的增长率表达式，尝试从理论上理解瑞利-泰勒不稳定性，并基于分子动力学模拟对其进行验证。

本文分为五个部分：第二部分中，我们解析计算强耦合和弱耦合区间内类瑞利-泰勒不稳定性的色散关系和增长率。第三部分介绍用于模拟二元复杂等离子体的分子动力学（MD）模拟细节。第四部分展示模拟结果与解析结果的匹配情况。最后，第五部分给出本文的结论。

II. 电场驱动的复杂等离子体类瑞利-泰勒不稳定性的解析结果

A. *In weak coupling regime*

考虑位于 y-z 平面的等离子体边界。我们在最简单的情况下推导不稳定性增长率的表达式，并作出以下假设：(a) 电子和离子的作用均采用屏蔽库仑势表示；(b) 等离子体在 $\hat{}x$ 方向上无限延伸；(c) 在 $\hat{}y$ 方向上存在密度梯度；(d) 外加电场沿 $-\hat{}y$ 方向。为求解该问题，我们采用线性化方法，从而可以忽略包含振幅高次幂的项。此外，我们分别使用下标 0 和 1 表示平衡态变量以及偏离平衡态的扰动变量，如下所示：

$$\boldsymbol{v_d} = \boldsymbol{v_0} + \boldsymbol{v_1}; \quad \boldsymbol{E} = E_0(y)\hat{\boldsymbol{y}} + \boldsymbol{E_1}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y}); \quad n = n_0 + n_1; \tag{1}$$

这里，$\boldsymbol{v_d}$、n和 $\boldsymbol{E}$ 分别表示尘埃组分的速度、密度和电场。 $\boldsymbol{E_0}$(y)是外加电场。质量为 m_d 的尘埃颗粒的动量方程为

$$m_d n\left(\frac{\partial \boldsymbol{v_d}}{\partial t} + (\boldsymbol{v_d}.\boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{v_d}\right) = -Z_d ne\boldsymbol{E} - \boldsymbol{\nabla}p \tag{2}$$

该方程可用电荷 $\rho_c = -Z_d e$和质量密度 $\rho_{md} = m_d n$表示为 $\alpha = k_B T_d/m_d$

$$\rho_{m_d}\left(\frac{\partial \boldsymbol{v_d}}{\partial t} + (\boldsymbol{v_d}.\boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{v_d}\right) = \rho_c\boldsymbol{E} - \alpha\boldsymbol{\nabla}\rho_m \tag{3}$$

将 $\rho_m = \beta\rho_c$ 和 $\bar{\alpha} = \alpha\beta$ 代入 $\beta = -m_d/Z_d e$，我们得到

$$\rho_{m_d}\left(\frac{\partial \boldsymbol{v_d}}{\partial t} + (\boldsymbol{v_d}.\boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{v_d}\right) = \rho_c\boldsymbol{E} - \bar{\alpha}\boldsymbol{\nabla}\rho_c \tag{4}$$

在平衡态下，尘埃遵循动量方程

$$\rho_{c0}E_0 = \bar{\alpha}\boldsymbol{\nabla}\rho_{c0} \tag{5}$$

连续性方程可写为

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}.(\rho_c v_d) = 0 \tag{6}$$

扰动后，尘埃组分的线性化连续性方程和动量方程为

$$\frac{\partial \rho_{c1}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}.(\rho_{c0} v_1) = 0 \tag{7}$$

$$\rho_{m0}\frac{\partial v_1}{\partial t} = \rho_1\boldsymbol{E_0} + \rho_0\boldsymbol{E_1} - \alpha\nabla\rho_{m1} \tag{8}$$

电子和离子服从玻尔兹曼分布

$$n_e = n_{e0}exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \tag{9}$$

$$n_i = n_{i0}exp\left(\frac{-e\phi}{k_B T_i}\right) \tag{10}$$

线性化的泊松方程为

$$\nabla^2\phi_1 = \frac{1}{\lambda_D^2}\phi_1 + 4\pi\rho_{c1} \tag{11}$$

其中 λ_D 是德拜长度，其表达式为 $\lambda_D = \lambda_{De}\lambda_{Di}\sqrt{\lambda_{De}^2 + \lambda_{Di}^2}$

将方程（7）线性化后，得到以下方程：

$$\boldsymbol{k}.\boldsymbol{v} = \frac{\omega\rho_{c1}}{\rho_{c0}} + \frac{\iota v_{1y}\rho_{c0}^{'}}{\rho_{c0}} \tag{12}$$

沿 x和 y 方向对动量方程（8）进行线性化，得到：

$$v_{1y} = \frac{\rho_{c1}E_0}{\iota\rho_{m0}\omega} - \frac{k_y\rho_{c0}\phi_1}{\rho_{m0}\omega} - \frac{\bar{\alpha}k_y\rho_{c1}}{\omega\rho_{m0}} \tag{13}$$

$$v_{1x} = -\frac{k_x\rho_{c0}\phi_1}{n_0 m_d\omega} - \frac{\bar{\alpha}k_x\rho_{c1}}{\omega\rho_{m0}} \tag{14}$$

泊松方程给出

$$\phi_1 = \frac{4\pi\rho_{c1}}{k^2 + k_D^2} \tag{15}$$

其中 $k_D = \frac{1}{\lambda_D^2}$。现在，分别将方程 (13) 和 (14) 乘以 k_y 和 k_x，然后将它们相加，得到

$$\boldsymbol{k}.\boldsymbol{v} = \frac{\rho_{c1}k_y E_0}{\iota\rho_{m0}\omega} - \frac{k^2\rho_{c0}\phi_1}{\rho_{m0}\omega} - \frac{\bar{\alpha}k^2\rho_{c1}}{\omega\rho_{m0}} \tag{16}$$

将方程 (15) 和 (13) 分别代入 ϕ_1 和v_{1y}，令方程 (12) 和 (16) 相等。我们得到以下色散关系

$$\omega^2 = \frac{E_0(\rho_{c0}^{'} + \iota\rho_{c0}k_y)}{\rho_{m0}} + \left(1 - \frac{\iota\rho_{c0}^{'}k_y}{\rho_{c0}k^2}\right)k^2c_s^2 \qquad (17)$$

where $c_s = \sqrt{\frac{1}{\rho_{m0}}\left(\frac{\rho_{c0}^2}{k^2+k_D^2} + \bar{\alpha}\rho_{c0}\right)}$ is dust acoustic speed.

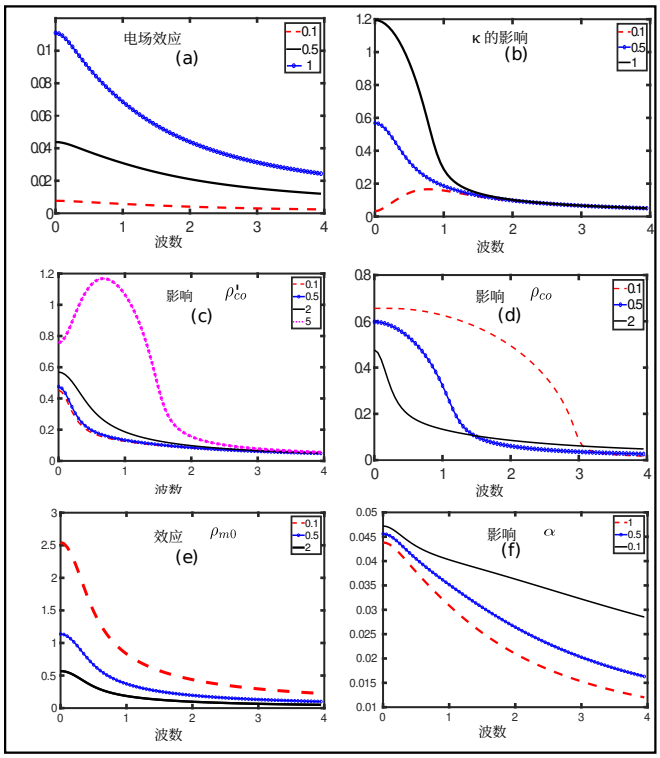


图1. 改变不同参数时增长率随波数的变化。每个子图考察一个参数的影响，同时保持其他所有变量不变。单个子图中的不同颜色直观地表示调整特定参数所产生的影响。

在图1中，我们通过多个子图说明改变不同参数时增长率如何随波数（k_y）变化。每个子图展示单个参数的影响，同时保持其他所有参数不变；单个子图中的不同颜色则表示调整特定参数所产生的影响，这正是我们需要观察的。

在其他参数保持不变时，改变不同参数会使增长率发生变化。从图 1 的子图 (a) 可以看出，电场的影响很明显：随着电场增强，增长率也随之增大。外加电场为不稳定性提供了驱动力，因此电场越强，驱动电力越大，从而不稳定性增长率也越高。子图 (b) 展示了 κ 的影响；我们注意到，对于给定的扰动值，κ 越大，增长率越高（k_y）。这是因为当 κ 值非常高（κ_D）时，粒子间的对相互作用会减弱，而粒子间关联的减弱会使介质更难抵抗扰动，从而使不稳定性更容易增长。当初始电荷密度（ρ_{c0}）增大时，不稳定性增长率也会增大，如图 1 的子图 (d) 所示。这是因为初始尘埃电荷密度的增加会增强尘埃等离子体频率并减弱德拜屏蔽，从而强化场-粒子耦合并促进不稳定性增长，尤其是在存在平衡漂移或梯度时。同样，我们还得到了增长率随 ρ_{m0}、α 和 $\rho_{c0}^{'}$ 等参数的变化情况。粒子的质量密度增加会抑制不稳定性增长率，因为质量增加会增大粒子的惯性，从而降低粒子对扰动的响应。

下一节中，我们将考虑强耦合效应，并使用广义流体动力学模型（GHD）[16,37]推导色散关系。

B. *In strong coupling regime using the generalized hydrodynamics model*

尘埃等离子体在耦合参数为 $1 > \Gamma > 175$ 的情况下可视为黏弹性流体。黏弹性流体兼具固体和液体的特性，而广义流体动力学模型（GHD）[16] 是一种用于解释此类流体动力学行为的唯象模型。根据GHD模型[37,38]，，带负电尘埃组分的动量方程可写为

$$\left(1 + \tau_m\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(m_d n_d\frac{\partial \boldsymbol{v_d}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}P + Z_d e n_d \boldsymbol{E}\right) = \eta\nabla^2\boldsymbol{v_d} + \left(\frac{\eta}{3} + \xi\right)\boldsymbol{\nabla(\nabla.v_d)} \qquad (18)$$

其中，n_d 和 v_d 分别为尘埃流体的密度和速度。状态方程给出压力 $P{=}\mu_d n_d k_B T_d$，其中 T_d 和 μ_d 分别为尘埃组分的温度和可压缩性系数。此处，τ_m 为记忆弛豫时间，而 η 和 ζ 分别为尘埃等离子体介质的剪切黏度和体积黏度。

我们可以将上式改写为

$$\left(1 + \tau_m\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(\rho_{md}\frac{\partial \boldsymbol{v_d}}{\partial t} + \bar{\alpha}\boldsymbol{\nabla}\rho_c - \rho_c\boldsymbol{E}\right) = \eta\nabla^2\boldsymbol{v_d} + \left(\frac{\eta}{3} + \xi\right)\boldsymbol{\nabla(\nabla.v_d)} \qquad (19)$$

线性化运动方程为

$$\left(1 + \tau_m\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(\rho_{m0}\frac{\partial \boldsymbol{v_1}}{\partial t} + \bar{\alpha}\boldsymbol{\nabla}\rho_{c1} - \rho_{c0}\boldsymbol{E_1} - \rho_{c1}\boldsymbol{E_0}\right) = \eta^*\nabla^2\boldsymbol{v_1} \qquad (20)$$

这里，$\eta^* = \left(\frac{4\eta}{3} + \xi\right)$。在平衡态下，动量方程变为

$$\rho_{c0} E_0 = \bar{\alpha} \boldsymbol{\nabla} \rho_{c0} \tag{21}$$

扰动后，尘埃组分的连续性方程和动量方程的线性化形式为

$$\frac{\partial \rho_{c1}}{\partial t} + \nabla.(\rho_{c0} v_1) = 0 \tag{22}$$

$$\nabla^2 \phi_1 = \frac{1}{\lambda_D^2} \phi_1 + 4\pi \rho_{c1} \tag{23}$$

动量方程的 x 和 y 分量为

$$v_{1x} = \frac{-\iota k_x \frac{\rho_{c1}}{\rho_{co}} \left(\frac{\rho_{c0}^2}{k^2 + k_D^2} + \bar{\alpha} \rho_{c0} \right)}{\left(-\iota \rho_{m0} + \frac{\eta^* k^2}{(1 - \iota \omega \tau_m)} \right)} \tag{24}$$

$$v_{1y} = \frac{\rho_{c1}}{\rho_{c0}} \frac{\left[\rho_{c0} E - \iota k_y \left(\frac{\rho_{c0}^2}{k^2 + k_D^2} + \bar{\alpha} \rho_{c0} \right) \right]}{\left(-\iota \rho_{m0} + \frac{\eta^* k^2}{(1 - \iota \omega \tau_m)} \right)} \tag{25}$$

对连续性方程进行傅里叶变换后，得到

$$-\iota \omega \rho_1 + \rho_0^{'} v_{1y} + \iota \rho_0 \left(\boldsymbol{k}.\boldsymbol{v} \right) = 0 \tag{26}$$

现在，利用方程（24-26），我们得到以下色散关系

$$1 = \frac{-\iota k^2 \left(\frac{\rho_{c0}^2}{k^2 + k_D^2} + \bar{\alpha} \rho_{c0} \right) - \rho_{c0} E_0 k_y}{\omega \left(-\iota \omega \rho_{m0} + \frac{\eta^* k^2}{(1 - \iota \omega \tau_m)} \right)} + \frac{\iota \rho_{c0}^{'}}{\rho_{c0} \omega} \frac{-\iota k_y \left(\frac{\rho_{c0}^2}{k^2 + k_D^2} + \bar{\alpha} \rho_{c0} \right)}{\left(-\iota \omega \rho_{m0} + \frac{\eta^* k^2}{(1 - \iota \omega \tau_m)} \right)} \tag{27}$$

在弱耦合区间， τ_m 变为零，且黏性力远小于惯性力，因此得到与方程（17）相同的色散关系。

根据图2，随着电荷密度（ρ_{c0}）增加，增长率降低；这是因为电荷密度增加会导致更强的粒子间库仑相互作用。这会增强库仑耦合参数（Γ），使系统进一步进入强耦合区间。因此，介质表现出更强的黏弹性行为，其特征是弹性恢复力增强且长程关联增强。这些效应会抵抗扰动，从而抑制不稳定性的增长。图3显示了不同参数值下增长率随波数的变化。电场、κ、 ρ_{m0}和$\rho_{c0}^{'}$ 等参数遵循前述相同趋势

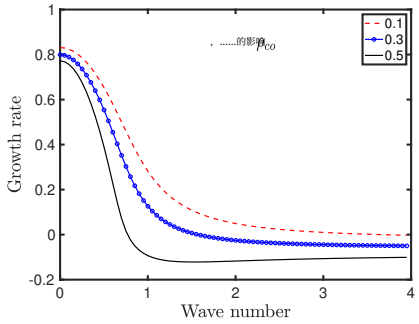


图 2. 在其他参数保持不变的情况下，电荷密度变化时增长率随波数的变化（ρ_{c0}）。

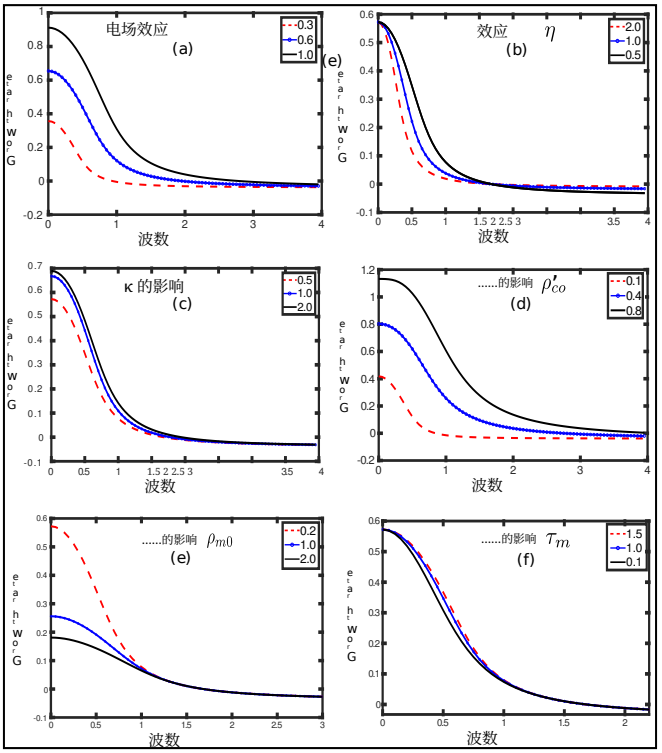


图3. 改变不同参数时增长率随波数的变化。每个子图考察一个参数的影响，同时保持其他所有变量不变。单个子图中的不同颜色直观地表示调整特定参数所产生的影响。

在弱耦合区。从图3的子图(f)可以看出，随着弛豫时间（τ_m）增加，不稳定性增长率也随之增加。 τ_m 表征了黏弹性强耦合介质的记忆效应。 τ_m 值越高，应力弛豫越慢，尘埃组分的弹性响应也越强。因此，与扰动相关的能量会被储存而非耗散，从而增强不稳定性增长率。随着黏度系数（η）增加，能量耗散增加，进而使扰动能量减少，导致增长率降低

，如图3的子图(b)所示。

下一节将进行分子动力学模拟，以验证二元尘埃等离子体系统中瑞利–泰勒（RT）不稳定性的理论预测。

III. *MD SIMULATION DETAILS*

本研究使用开源分子动力学代码 LAMMPS[36]，，对二元复杂等离子体晶体进行二维分子动力学模拟。在计算中，所有带电粒子均通过屏蔽库仑势相互作用，并受外部电场约束。中心区域上方和下方生成的一种尘埃颗粒的质量（M_1）和电荷（Q_1）分别取为 6.99×10^{-13} kg 和11940e[39]。在模拟盒中心区域生成质量为 $M_2=0.1M_1$ 、电荷为$Q_2=0.1Q_1$ 的粒子，并约束两种粒子的荷质比保持相同。模拟盒中的每个粒子均通过屏蔽库仑势相互作用： $U(r)=(Q/4\pi\epsilon_0 r)\exp(-r/\lambda_D)$。$\lambda_D$ 表示粒子间 Yukawa 相互作用的特征屏蔽长度。长度尺度以德拜长度 $\lambda_0=2.2854\times10^{-3}$ m 归一化。因此，表征对相互作用强度的无量纲屏蔽参数定义为

$$\kappa=\frac{\lambda_0}{\lambda_D}. \tag{28}$$

尘埃颗粒受到外力约束，该外力由外加电场 $\mathbf{E}_y=K(y-L/2)\hat{}y$ 提供。此处， K 为约束势的强度。在模拟中，通过选取时间步长 $dt=0.0001\omega_{pd}^{-1}$ 来追踪尘埃颗粒的动力学，其中 $\omega_{pd}^{-1}=(nQ_f^2/\epsilon M_f)^{-1/2}=0.29079s^{-1}$。

建立一个二维模拟盒，其 x 和 y 方向的长度分别为 $L=L_x=L_y=12.7943\lambda_D$，并在 x 方向采用周期性边界条件。

每个粒子的朗之万运动方程为

$$m_i\ddot{\mathbf{r}}_i=-Q\sum_{j=1}^{N_p}\nabla U(\mathbf{r}_i,\mathbf{r}_j)-\nu m_i\dot{\mathbf{r}}_i+Q\mathbf{E}_y+\xi_i(t) \tag{29}$$

这里，第一项表示 i^{th} 粒子与其他粒子相互作用所产生的力， $\nu m_i\dot{r}_i$项则包括中性粒子造成的摩擦阻力，其中 ν 为摩擦系数，而 $\xi_i(t)$是一个均值为零、服从高斯分布的随机力，即 $<\xi_i(t)>=0$，其方差为 $<\xi_i(t)\xi_i(t+\tau)>=2\nu_i m_i k_B T\delta(\tau)$。这里， δ 表示狄拉克δ函数， k_B 表示热浴的热能。该随机力模拟背景中性粒子对每个粒子的随机撞击。我们将模拟持续了相当长的时间。

IV. *RESULTS AND DISCUSSION*

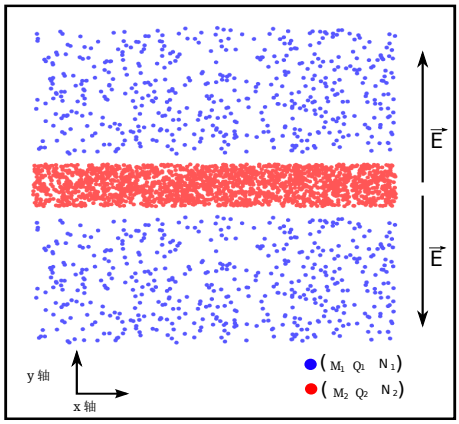


图4. 模拟盒中粒子的初始构型。

我们在模拟盒中创建了 $N=3000$ 个粒子，并在 x 方向施加周期性边界条件。带电粒子 N_1=2000创建于模拟盒中心附近的矩形区域内，而周围粒子则创建于中心区域 N_2=1000 上方和下方；如图4所示，它们分别以蓝点和红点表示。我们固定周围组分的电荷（Q_1）和质量（M_1），中心区域组分的电荷和质量则分别为 $0.1Q_1$ 和 $0.1M_1$。于是形成两个不同的区域，其电荷密度分别为中心区域的 9.7×10^{-7} Cm^{-2} 以及中心区域上方和下方区域的7.7×10^{-7} Cm^{-2}。如前所述，粒子受到形式为 $\mathbf{E_y}=K(y-L/2)\hat{}y$ 的外部电场作用。我们选择阻尼参数 $\nu=10$ 和对相互作用强度 $\kappa=1$。由于外加力取决于粒子的电荷和位置，两种组分所受的力不同。低电荷物种向外缘漂移，以达到最低能量构型。图5展示了中心区域两个粒子在 $\Gamma=300$向边缘漂移的轨迹。红色和绿色分别表示中心区域两个粒子向上和向下漂移的轨迹。显然，中心区域的粒子在外部电场作用下向模拟盒边缘漂移。当较重尘埃物种位于较轻物种上方时，电场引起的有效加速度会使该构型产生动力学不稳定性。这种不稳定性会促使界面扰动不断放大，最终形成类RT结构并导致种间混合。

图6展示了不同温度下，最初位于中心区域（红色所示）的粒子在垂直方向上的均方位移 $\langle y^2\rangle$ 随时间的演化。图中，最高温度对应的曲线以及

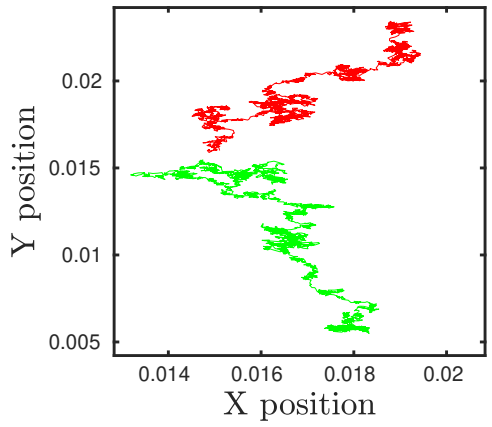


图5. 模拟盒中两个粒子轨迹的时间演化。

最低温度对应的曲线分别以绿色和青色表示。在较高温度下，$\langle y^2 \rangle$ 的初始变化大致呈线性趋势，表明外加电场和初始电荷密度驱动粒子快速沿垂直方向位移。随着温度降低，这一线性区间的斜率减小，反映出粒子迁移率下降。这一趋势可归因于温度降低时库仑耦合参数 Γ 增大，从而增强粒子间关联，使系统的耦合程度更强。

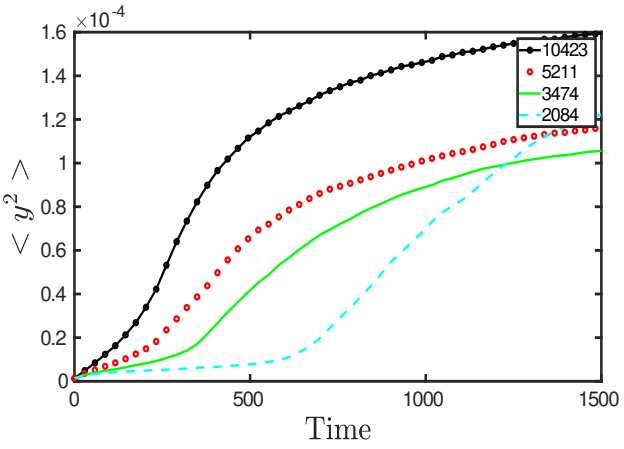


图6. 不同温度下中心区域粒子均方位移（$< y^2 >$）的时间演化。

此外，随着时间尺度延长，每条 $\langle y^2 \rangle$ 曲线最终都会达到饱和点。起初局限于中心区域的较轻粒子，在静电相互作用和热运动的共同作用下发生垂直迁移，并穿透较重粒子层，从而导致饱和。随着时间推移，系统达到准稳态，此时大多数较轻粒子已移向模拟区域的外围。然而，部分粒子被周围较重粒子形成的间隙区域困住或卡滞，导致弛豫不完全。这种动力学行为凸显了热能、物种间质量不对称性和库仑相互作用之间的复杂相互作用，它们共同决定了尘埃等离子体环境中的垂直输运和混合特性。

为了更高效地理解这一问题，我们模拟了由电荷为 Q_1 、质量为 M_1的粒子组成的正弦形中心区域的演化。同时，我们还考虑了该中心区域邻近区域中其他电荷和质量分别标记为 Q_2 和 M_2 的粒子。图7展示了正弦形区域的时间演化。图7的子图（a）展示了模拟盒中粒子的初始位置，子图（a）至（f）展示了正弦形区域随时间的演化过程。

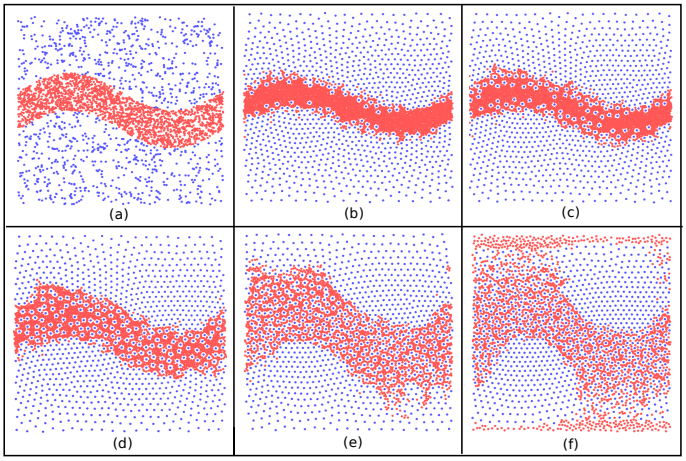


图7. 正弦形中心区域的时间演化。此处，子图（a）表示模拟盒中粒子的初始位置，其余子图展示了演化过程中不同时刻的快照。

不稳定性增长率（γ）是通过界面平均平方位移的时间演化提取的。在线性区间内，$y^2(t) = y_o^2 exp(2\gamma t)$呈指数增长，因此可以通过 ln y^2(t) 随时间变化曲线的斜率求得。这里只考虑早期时刻，此时界面振幅相对于扰动波长仍然很小，非线性效应可以忽略。在图8中，我们展示了 ln(y^2) 的时间演化及曲线的斜率，即 2γ，由此得到不稳定性增长率。在模拟中，受扰正弦波的波长为 $2\pi/0.03 = 210$，其中 0.03 为模拟盒的长度。图8的子图 (a) 中，红色曲线表示模拟数据，蓝色曲线表示线性拟合曲线。拟合（蓝色）曲线的斜率为 0.0006174，对应于 $\gamma = 0.0003087$的值。

利用色散关系（27），我们绘制了增长率（ ω的虚部）随

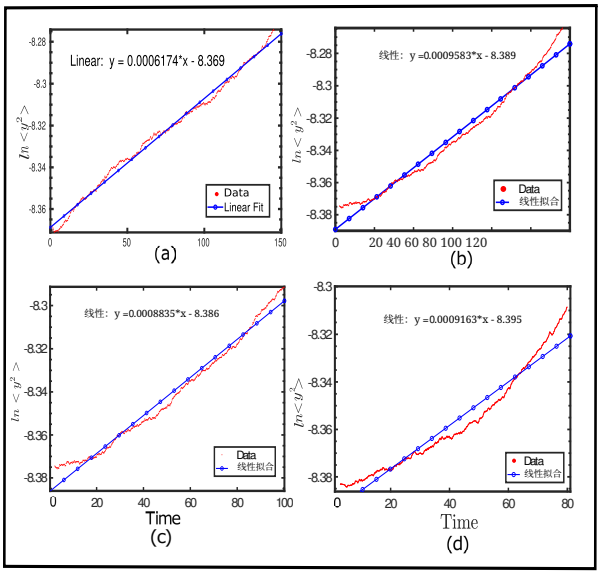


图8. 中心区域粒子的 $\ln\langle y^2\rangle$ 随时间演化。子图 (a) $K = 2500$, $\kappa = 1$; (b) $K = 3000$, $\kappa = 1$展示了电场强度参数 K的影响; (c) $\kappa = 2$, $K = 2500$和 (d) $\kappa = 2.5$, $K = 2500$ 展示了粒子相互作用的影响。红色曲线表示模拟数据，蓝色曲线表示线性拟合曲线。

波数变化的曲线，参数取值见图9。波数为 $k = 210$时对应的扰动增长率计算为0.000349945，与从图8所示模拟数据中提取的斜率高度吻合。理论预测与数值结果之间的一致性验证了解析模型，并确认了模拟方法的可靠性。

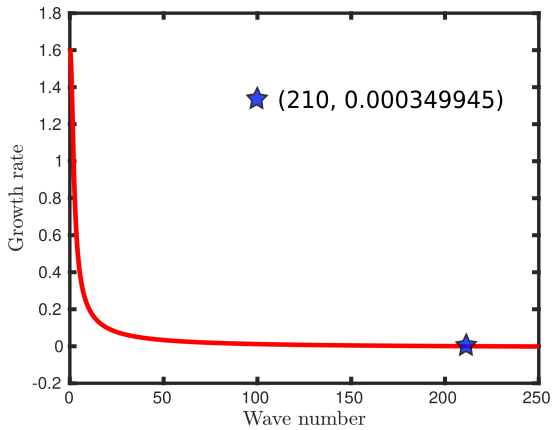


图9. 特定参数组下增长率随波数的变化。

我们还通过改变 K 的值进行了模拟，以研究约束势强度变化的影响，如图8的子图 (a) 和 (b) 所示。结果表明，增大约束势强度会提高不稳定性增长率，这与图3所示的解析结果一致。此外，对不同屏蔽参数（κ）进行的模拟，如图8的子图 (c) 和 (d) 所示，表明增大 κ 也会提高增长率。这些结果与图3中的解析结果一致。对于粒子电荷和质量密度等其他参数，也观察到了类似的趋势，并且与解析预测吻合良好。

V. *SUMMARY*

本研究采用二维朗之万动力学模拟，分析了强耦合二元复杂等离子体系统中的类瑞利–泰勒不稳定性，并对外加电场作用下两种荷质比相同的带电尘埃粒子之间的界面扰动进行了建模。研究结果表明，在电场驱动下，电荷较少/较轻的粒子会迁移至电荷较高的区域，从而导致不稳定性的出现。我们采用解析方法确定了弱耦合和强耦合等离子体区域中的不稳定性增长率，并通过分子动力学模拟验证了这些结果。我们进行了全面的参数分析，加深了对复杂等离子体中瑞利–泰勒不稳定性动力学的理解，并为后续实验和理论研究奠定了基础。

致谢

作者感谢德里印度理工学院高性能计算设施提供计算资源。Priya Deshwal 感谢大学拨款委员会提供的资助 [资助编号：09/086(1413)/2019-EMR-I]，以开展这项研究。

[1]U. Konopka、G. Morfill 和 L. Ratke，《物理评论快报》84，891（2000）。[2]M. Lampe、G. Joyce、G. Ganguli 和 V. Gavrishchaka，《等离子体物理》7，3851（2000）。[3]A. Barkan、N. D'angelo 和 R. Merlino，《行星与空间科学》44，239（1996）。[4]N. Rao、P. Shukla 和 M. Y. Yu，《行星与空间科学》38，543（1990）。[5]P. Shukla 和 V. Silin，《物理学文摘》45，508（1992）。[6]J.-X. Ma 和 M. Yu，《等离子体物理》1，3520（1994）。[7]M. Rosenberg，《真空科学与技术杂志A辑：真空、表面与薄膜》14，631（1996）。[8]A. Melzer、T. Trottenberg 和 A. Piel，《物理快报A辑》191，301（1994）。[9]H. Thomas、G. Morfill、V. Demmel、J. Goree、B. Feuerbacher 和 D. M¨ohlmann，《物理评论快报》73，652（1994）。[10]J. Pieper、J. Goree 和 R. Quinn，《真空科学与技术杂志A辑：真空、表面与薄膜》14，519（1996）。[11]G. Morfill 和 H. Thomas，《真空科学与技术杂志A辑：真空、表面与薄膜》14，490（1996）。[12]R. Merlino、A. Barkan、C. Thompson 和 N. D'angelo，《等离子体物理》5，1607（1998）。

[13]N. d'Angelo, 《行星与空间科学》41，469（1993）。[14]N. d' Angelo 和 B. Song, 《行星与空间科学》38，1577（1990）。[15]J. Pieper 和 J. Goree, 《物理评论快报》77，3137（1996）。[16]P. Kaw 和 A. Sen, 《等离子体物理》5，3552（1998）。[17]P. Kaw, 《等离子体物理》8，1870（2001）。[18]A. Ivlev 和 G. Morfill, 《物理评论 E》63，016409（2000）。[19]V. Tsytovich 和 G. Morfill, 《等离子体物理与受控聚变》46，B527（2004）。[20]M. Jana、A. Sen 和 P. Kaw, 《物理评论 E》48，3930（1993）。[21]S. Maity 和 G. Arora, 《科学报告》12，1（2022）。[22]P. Deshwal、M. Yadav、C. Prasad、S. Sridev、Y. Ahuja、S. Maity 和 A. Das, 《混沌：非线性科学跨学科期刊》32，063136（2022）。[23]S. Maity、P. Deshwal、M. Yadav 和 A. Das, 《物理评论 E》102，023213（2020）。[24]R. L. Merlino 和 J. A. Goree, 《今日物理》57，32（2004）。[25]R. Merlino, 《物理学进展：X》6，1873859（2021）。[26]D. Block 和 A. Melzer, 《物理学杂志 B：原子、分子与光学物理》52，063001（2019）。[27]A. Ivlev、S. Zhdanov、H. Thomas 和 G. Morfill, 《欧洲物理快报》85，45001（2009）。[28]K. Jiang、L.-J. Hou、A. Ivlev、Y.-F. Li、C.-R. Du、H. Thomas、G. Morfill 和 K. S¨utterlin, 《欧洲物理快报》93，55001（2011）。[29]K. Jiang, L.-J. Hou, A. V. Ivlev, Y.-F. Li, K. R. Sutterlin, H. M. Thomas, and G. E. Morfill, 《IEEE 等离子体科学汇刊》39, 2752 (2011)。[30]M. Thoma, H. H¨ofner, M. Kretschmer, S. Ratynskaia, G. Morfill, A. Usachev, A. Zobnin, O. Petrov, and V. Fortov, 《微重力科学与技术》18, 47 (2006)。[31]K. R. Sutterlin, H. M. Thomas, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, V. E. Fortov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, A. Wysocki, and H. Lowen, 《IEEE 等离子体科学汇刊》38, 861 (2009)。[32]C. Killer, T. Bockwoldt, S. Sch¨utt, M. Himpel, A. Melzer, and A. Piel, 《物理评论快报》116, 115002 (2016)。[33]F. Wieben, J. Schablinski, and D. Block, 《等离子体物理》24, 033707 2017( )。[34]L. S. Matthews, K. Qiao, and T. W. Hyde, 《空间研究进展》38, 2564 (2006)。[35]L. Assoud, R. Messina, and H. L¨owen, 《化学物理学杂志》129 (2008)。[36]S. Plimpton, 《计算物理学杂志》117, 1 (1995)。[37]A. Diaw and M. S. Murillo, 《物理评论 E》92, 013107 (2015)。[38]M. Rosenberg and G. Kalman, 《物理评论 E》56, 7166 (1997)。[39]V. Nosenko and J. Goree, 《物理评论快报》93, 155004 (2004)。