

# 微重力条件下复杂等离子体中激光 诱导马赫锥的三维模拟\*

黄渝峰<sup>1)</sup> 贾文柱<sup>2)</sup> 张莹莹<sup>1)†</sup> 宋远红<sup>1)</sup>

1) (大连理工大学物理学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116024)

2) (西南大学人工智能学院, 重庆 400715)

(2023年11月24日收到; 2023年12月29日收到修改稿)

基于三维流体力学模型, 研究了微重力条件下复杂等离子体中不同耦合参数形式、屏蔽参数、尘埃粒子表面带电量以及等离子体密度对激光诱导尘埃扰动密度形成马赫锥的影响情况. 模拟发现, 当屏蔽参数较大时, 不同的耦合参数形式对尘埃颗粒扰动密度产生较大影响. 此外, 激光辐射力平行或者垂直激光移动速度时, 马赫锥在三维空间中呈对称或反对称形貌. 并且, 增大屏蔽参数、减小尘埃粒子表面带电量、减小等离子体密度, 都会增强尘埃粒子之间的库仑屏蔽作用, 进而使尘埃扰动密度形成的马赫锥更加局域在激光斑点附近, 表现为扰动范围缩小, 而扰动密度值增大.

**关键词:** 复杂等离子体, 马赫锥, 三维流体力学, 耦合参数

**PACS:** 52.65.-y, 52.27.Lw, 52.38.-r

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231849

## 1 引言

尘埃颗粒广泛存在于星际空间、等离子体刻蚀机的放电腔室, 甚至磁约束核聚变的实验装置中, 这种含有大量带电尘埃颗粒 (直径约  $10^{-6}$  m、质量约  $10^{-13}$  kg、带电量  $10^3 e - 10^5 e$ ) 的等离子体系统, 称为复杂等离子体, 或者尘埃等离子体<sup>[1-3]</sup>.

在地面实验条件下, 尘埃粒子在等离子体中由于受重力、电场力、离子拖拽力、中性粒子拖拽力以及热泳力等共同作用, 在鞘层边界处达到平衡. 对于半导体芯片加工, 例如等离子体沉积、刻蚀等工艺过程, 悬浮的尘埃颗粒会造成严重的污染问题. 相比之下, 在微重力条件中, 尘埃粒子在等离子体中除了不受重力外, 还受到其他几种力的共同作用, 使其弥散在整个空间中<sup>[4]</sup>. 为了观察和诊断

等离子体性质, 人们寄希望于通过记录尘埃粒子的运动来反映等离子体的变化, 进而避免使用探针等诊断手段对等离子体的干扰. 为此人们想尽各种方式使尘埃粒子运动, 其中包括试探粒子<sup>[5-7]</sup>、激光束<sup>[8]</sup>或者外加磁场<sup>[9,10]</sup>.

我们知道, 假设某一声源的运动速度超过其在媒介的声速时, 声源总是快于扰动声波的传播, 于是声波传播的轨迹就形成了以声源为顶点的圆锥面, 称为“马赫锥”. 在微重力条件下, 当一声源 (通常为试探粒子) 在三维复杂等离子体中高速运动时, 会使悬浮的尘埃颗粒扰动并在空间中产生一“V”型的马赫锥<sup>[5,11]</sup>. 类似地, Melzer 等<sup>[8]</sup>和 Nosenko 等<sup>[12]</sup>在地面实验室条件下分别实现了不同形式的激光辐射力诱导尘埃颗粒产生马赫锥. 随后, 采用分子动力学模型<sup>[13]</sup>和流体力学模型<sup>[14]</sup>很好地再现了实验结果. 大连理工大学宋远红研究

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12275039, 12020101005, 11975067) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: DUT23BK016) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yzhang1231@dlut.edu.cn

组<sup>[15]</sup>和王友年研究组<sup>[16]</sup>采用流体尘埃模型建立了尘埃颗粒在等离子体中的空间密度分布,并采用二维流体力学模型<sup>[17-19]</sup>研究了地面尘埃等离子体中马赫锥产生的物理机理.他们发现,尘埃颗粒马赫锥形貌的变化,不仅能反映扰动声源的速度大小,还能说明等离子体性质的变化情况,这里假设尘埃等离子体为理想的单组分等离子体 (one-component plasmas)<sup>[20,21]</sup>,即只存在一种离子与均匀分布的电子.

为了研究微重力条件下复杂等离子体的性质,显然需要建立三维理论模型反映尘埃颗粒的空间变化情况.尽管尘埃颗粒的集体行为表现出明显的流体性质,但是随着研究的深入,尘埃粒子与粒子之间的相互作用将对尘埃颗粒的集体行为产生重要影响<sup>[5]</sup>.带电尘埃颗粒之间的相互作用,通常由两个参数决定:屏蔽 (screening) 参数  $\kappa=d/\lambda_D$  和耦合 (Coulomb coupling) 参数  $\Gamma$ <sup>[22,23]</sup>.其中  $d$  为尘埃粒子之间的平均间距 (又称 Wigner-Seitz 半径),  $\lambda_D$  为等离子体的德拜长度.  $\kappa$  反映的是粒子电场的有效作用范围<sup>[24]</sup>.耦合参数  $\Gamma$  是指尘埃粒子的平均库仑势能和平均热动能之比.一般认为,  $\Gamma < 1$  为弱耦合等离子体,系统接近于气相,  $\Gamma \geq 1$  为强耦合等离子体,系统处于液相或者固相<sup>[25,26]</sup>.关于  $\Gamma$  的具体形式,人们通常采用经验公式,接下来详细讨论.

在早期的研究中,为了简便人们大多假设尘埃等离子体为单组分等离子体,这时耦合参数形式为

$$\Gamma = \frac{Z_d^2 e^2}{d \cdot T_d}. \quad (1)$$

而对于非单组分等离子体来说, Ikezi<sup>[27]</sup> 提出必须考虑尘埃粒子之间的库仑屏蔽作用:

$$\Gamma' = \Gamma \exp(-\kappa). \quad (2)$$

(1) 式可以看作 (2) 式在  $\lambda_D \rightarrow \infty$  或者  $\kappa=0$  极限条件下的情况.尽管 (2) 式得到广泛的应用<sup>[28-30]</sup>,但是在随后的研究中人们发现,具有相同耦合参数的系统,应具有相同或者相似的物理性质,而利用 (2) 式却得出不同的结果.例如,当  $\Gamma' = 120$  时,得到系统或处于液相,或处于固相<sup>[22]</sup>,其物理性质并不唯一.因此,一个更加有效的耦合参数形式被提出<sup>[23,31,32]</sup>:

$$\Gamma' = \Gamma \left( 1 + \kappa + \frac{\kappa^2}{2} \right) \exp(-\kappa). \quad (3)$$

Vaulina 等<sup>[23]</sup>指出,利用 (3) 式得到的结果不但弥补了 (2) 式的缺点,并且在屏蔽参数满足  $\kappa \leq 5$ <sup>[30,33]</sup> 的条件下, (3) 式中耦合参数随  $\kappa$  的变化趋势与分子动力学模拟和蒙特卡罗模拟得到的结果均具有很好的一致性<sup>[34,35]</sup>.

关于复杂等离子体中激光诱导马赫锥现象的研究, Hou 等<sup>[14]</sup>基于 (1) 式的耦合参数采用二维流体力学模型研究了马赫锥形貌随着马赫数、放电气压等条件的变化.本文采用三维流体力学模型,详细讨论了在微重力条件下,耦合参数分别采用 (1) 式、(2) 式和 (3) 式三种不同的形式,屏蔽参数  $\kappa$  对激光诱导尘埃颗粒马赫锥的影响,并研究了不同扰动方向、尘埃表面带电量、等离子体密度等参数对马赫锥形貌的影响情况.

## 2 模型介绍

在复杂等离子体的空间中建立三维直角坐标系  $\mathbf{R} = \{x, y, z\}$ , 尘埃颗粒的密度和速度分别用  $n_{d0}(x, y, z)$  和  $\mathbf{u}_{d0}(\mathbf{R}, t)$  表示.假设一快速移动的激光束对尘埃颗粒只产生一微小扰动,由于尘埃粒子的运动速度远远小于电子和离子的运动速度,所以在尘埃粒子运动过程中,电子和离子有充足的时间达到局域热平衡,因此电子和离子都满足 Boltzmann 分布,  $n_e = n_{e0} + n_{e0} \frac{e\phi_1}{T_e}$ ,  $n_i = n_{i0} + n_{i0} \left( -\frac{e\phi_1}{T_i} \right)$  成立,  $n_{i0}$  和  $n_{e0}$  分别为激光束作用在尘埃等离子体之前等离子体的离子数密度和电子数密度.对三维流体力学方程进行线性化处理并保留到一阶项,得到扰动后的三维流体力学方程为

$$\frac{\partial n_{d1}(\mathbf{R}, t)}{\partial t} + n_{d0} \nabla \cdot \mathbf{u}_{d1}(\mathbf{R}, t) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_{d1}(\mathbf{R}, t)}{\partial t} = \frac{Z_d e \nabla \phi_1(\mathbf{R}, t)}{m_d} + \frac{\mathbf{F}_{int}}{m_d} + \frac{\mathbf{F}_L}{m_d} - \gamma \mathbf{u}_{d1}(\mathbf{R}, t), \quad (5)$$

$$\nabla^2 \phi_1(\mathbf{R}, t) = \lambda_D^{-2} \phi_1(\mathbf{R}, t) + 4\pi e Z_d n_{d1}(\mathbf{R}, t). \quad (6)$$

$n_{d1}$ ,  $\mathbf{u}_{d1}$ ,  $\phi_1$  分别表示扰动的尘埃密度、速度及扰动电势,其中  $\mathbf{u}_{d1} = \mathbf{u}_{d0}$ .  $Z_d$  为尘埃粒子所带电荷量,  $m_d$  为尘埃粒子质量,  $e$  为单位正电荷电量.  $\gamma$  为 Epstein 拖拽系数<sup>[36]</sup>,由尘埃粒子与中性气体分子的碰撞产生,实际上其主要由等离子体的放电气压决定<sup>[14,19]</sup>.  $\mathbf{F}_L$  为尘埃粒子受到的激光辐射力.  $\mathbf{F}_{int}$  为尘埃粒子之间相互作用产生的内力<sup>[25,37]</sup>,

与耦合参数有关:

$$\mathbf{F}_{\text{int}} = -\mu T_d \frac{\nabla n_{d1}}{n_{d0}}, \quad (7)$$

$$\mu(\Gamma^*) = 1 + \frac{E(\Gamma^*)}{3} + \frac{\Gamma^*}{9} \frac{\partial E(\Gamma^*)}{\partial \Gamma^*}, \quad (8)$$

其中  $E(\Gamma^*)$  为系统的内能, 有  $E(\Gamma^*) = -0.89\Gamma^* + 0.95(\Gamma^*)^{1/4} + 0.19(\Gamma^*)^{-1/4} - 0.81$  [28].  $T_d$  为尘埃粒子温度. 为了讨论方便, 耦合参数统一用  $\Gamma^* = \Gamma f_j(\kappa)$  表示, 其中  $j = 1, 2, 3$ , 分别对应 (1) 式、(2) 式、(3) 式, 即:  $f_1(\kappa) = 1$ ,  $f_2(\kappa) = \exp(-\kappa)$ ,  $f_3(\kappa) = \left(1 + \kappa + \frac{\kappa^2}{2}\right) \exp(-\kappa)$ .

对三维流体力学方程进行傅里叶变换, 由(4) 式、(5) 式、(6) 式可得扰动的尘埃密度为

$$n_{d1}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{in_{d0}}{m_d} \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{F}_L}{\omega(\omega + i\gamma)\epsilon(\mathbf{k}, \omega)}, \quad (9)$$

其中  $\mathbf{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$ ,  $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ . 复杂等离子体的介电函数为

$$\epsilon(\mathbf{k}, \omega) = 1 - \frac{1}{\omega(\omega + i\gamma)} \left( \frac{\mu T_d}{m_d} + \frac{\omega_{pd}^2}{1 + k^{-2}\lambda_D^{-2}} \right). \quad (10)$$

复杂等离子体中的声波色散关系为

$$\omega^2 = \frac{\mu T_d}{m_d} + \frac{\omega_{pd}^2 k^2 \lambda_D^2}{1 + k^2 \lambda_D^2}, \quad (11)$$

其中等离子体频率  $\omega_{pd} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 Z_d^2 n_{d0}}{m_d}}$ .

关于激光辐射力的表达式, 参照文献 [14], 假设激光光斑在三维空间满足高斯分布, 其形式经过傅里叶变换后:

$$\mathbf{F}_L(\mathbf{k}, \omega) = 2\pi^2 \sqrt{\pi} f_0 abc \delta(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_L) \times \exp\left(-\frac{a^2}{4} k_x^2 - \frac{b^2}{4} k_y^2 - \frac{c^2}{4} k_z^2\right) \hat{\mathbf{x}}, \quad (12)$$

其中  $f_0$  为激光辐射力强度.

将方程 (10) 和方程 (11) 代入 (9) 式, 并进行反傅里叶积分. 采用柱坐标系, 有  $\mathbf{R} = \{r, \theta, z\}$ ,  $\mathbf{k} = \{k_0, \varphi, k_z\}$ . 为了简化计算, 采用如下无量纲:  $\tilde{k}_0 = k_0 \lambda_D$ ,  $\tilde{k}_z = k_z \lambda_D$ ,  $\tilde{r} = r/\lambda_D$ ,  $\tilde{z} = z/\lambda_D$ ,  $\tilde{\gamma} = \gamma \cdot \lambda_D/v_L$ ,  $\tilde{k}^2 = \tilde{k}_0^2 + \tilde{k}_z^2$ .

当激光辐射力  $\mathbf{F}_L$  与激光移动速度  $\mathbf{v}_L$  平行时, 即假设  $\mathbf{F}_L$  及  $\mathbf{v}_L$  均沿  $z$  轴方向, 此时,  $\tilde{k}_0 = \tilde{k}_{//}$ , 反傅里叶变换后 (9) 式变为

$$\frac{n_{d1}}{n_{d0}} = \frac{f_0 a^2 c \lambda_D}{2\sqrt{\pi} m_d v_L^2} \cos\theta \int_0^\infty d\tilde{k}_{//} \int_0^\infty d\tilde{k}_z \tilde{k}_{//} J_0(\tilde{k}_{//} \tilde{r}) \times \exp\left(-\frac{\tilde{k}_{//}^2 a^2 + \tilde{k}_z^2 c^2}{4}\right) \times \frac{\tilde{k}_z \tilde{\gamma} \cos \tilde{k}_z \tilde{z} + (\tilde{k}_z^2 - H) \sin(\tilde{k}_z \tilde{z})}{(\tilde{k}_z^2 - H)^2 + (\tilde{k}_z \tilde{\gamma})^2}, \quad (13)$$

其中,  $H = \frac{Ma^{-2} \tilde{k}^2}{1 + \tilde{k}^2} + \frac{\mu T_d}{v_L^2 m_d} \tilde{k}^2$ , 马赫数  $Ma = \frac{v_L}{v_s}$  与激光移动速度  $v_L$  有关, 尘埃粒子声速  $v_s \approx \lambda_D \omega_{pd}$ .

当  $\mathbf{F}_L$  与  $\mathbf{v}_L$  垂直时, 即假设  $\mathbf{F}_L$  沿  $x$  轴方向,  $\mathbf{v}_L$  沿  $z$  轴方向, 此时,  $\tilde{k}_0 = \tilde{k}_\perp$ , (9) 式变为

$$\frac{n_{d1}}{n_{d0}} = \frac{f_0 a^2 c \lambda_D}{2\sqrt{\pi} m_d v_L^2} \cos\theta \int_0^\infty d\tilde{k}_\perp \int_{-\infty}^\infty d\tilde{k}_z \tilde{k}_\perp^2 J_1(\tilde{k}_\perp \tilde{r}) \times \exp\left(-\frac{\tilde{k}_\perp^2 a^2 + \tilde{k}_z^2 c^2}{4}\right) \times \frac{(\tilde{k}_z^2 - H) \cos k_z \tilde{z} + k_z \gamma \sin(k_z \tilde{z})}{(\tilde{k}_z^2 - H)^2 + (k_z \gamma)^2}. \quad (14)$$

### 3 结果与讨论

在本文中, 参照微重力条件下复杂等离子体的实验研究 [5,11,33], 本文的基本参数选取如下: 等离子体的电子温度  $kT_e = 3\text{eV}$ , 中性粒子温度  $kT_n = 0.03\text{eV}$ , 离子温度  $kT_i = 0.1\text{eV}$ . 由以上参数及等离子体密度, 可得德拜长度在几十到几百微米之间, 和微重力条件下的实验工作 [5,11,33] 相符. 尘埃温度与耦合参数有关. 尘埃粒子密度、半径及质量分别为  $\rho_d = 1.5\text{g/cm}^3$ ,  $r_d = 4.5\text{ }\mu\text{m}$  和  $m_d = 5.7 \times 10^{-10}\text{ g}$ . 放电气压为  $5\text{ Pa}$ . 马赫数  $Ma = 2$ , 即  $v_L = 2v_s$ . 激光辐射力强度  $f_0 = 5.0 \times 10^{-14}\text{ N}$ ,  $a = b = c = 3\lambda_D$ . 未扰动的尘埃粒子密度  $n_{d0}$  与 Wigner-Seitz 半径有关, 有  $d \cdot \left(\frac{4\pi}{3} n_{d0}\right)^{1/3} = 1$ . 屏蔽参数  $\kappa$ , 尘埃表面电荷量  $Z_d$  及等离子体密度  $n_e$  为可变参数.

图 1 给出当  $\mathbf{F}_L // \mathbf{v}_L$  时, 尘埃表面电荷量  $Z_d = 4000e$ , 电子密度  $n_e = 10^9\text{ cm}^{-3}$  时, 不同屏蔽参数  $\kappa = 2, 1, 0.5$  和不同耦合形式  $f_1(\kappa)$ ,  $f_2(\kappa)$ ,  $f_3(\kappa)$  对激光诱导尘埃颗粒扰动密度  $n_{d1}/n_{d0}$  的影响情况. 首先, 由图 1(a) 可知, 当  $\kappa = 2$  时激光对尘埃颗粒的扰动仅在激光斑点附近, 使扰动密度  $n_{d1}$  的值大于未扰动密度  $n_{d0}$ . 随着屏蔽参数减小, 扰动密度数值减小, 并出现明显的尾流振荡现象, 如图 1(b), (c)

所示. 这是由于当  $\kappa$  较大时, 尘埃粒子与粒子之间的有效间距较大, 粒子之间的库仑屏蔽效应增强、关联作用减小, 激光对尘埃颗粒的扰动较局域. 另外, 当  $\kappa = 2$  时三种耦合参数形式  $f_1(\kappa)$ ,  $f_2(\kappa)$ ,  $f_3(\kappa)$  对应的扰动密度曲线区别最为明显, 不仅扰动密度幅值发生变化, 形貌也明显不同.  $f_2(\kappa)$  条件下扰动密度更加局域在激光斑点附近, 如图 1(a) 中红线所示. 这说明对于较大的  $\kappa$ ,  $f_2(\kappa)$  的形式强化了尘埃粒子之间的库仑排斥作用. 由图 2 中  $\Gamma^*$  随着  $\kappa$  的变化情况, 也能发现  $f_2(\kappa)$  形式下耦合参数  $\Gamma^*$  随着  $\kappa$  增加减小得最快. 当  $\kappa$  接近 5 时,  $f_2(\kappa)$  对应的尘埃等离子体已趋于弱耦合等离子体 ( $\Gamma^* \rightarrow 1$ ), 即气相状态, 这与实际情况并不相符<sup>[23]</sup>. 此外, 由图 1(b) 和图 1(c), 以及图 2 可知, 随着  $\kappa$  减小, 三种形式对应的扰动密度曲线之间的区别逐渐不明显, 当  $\kappa \rightarrow 0$  时三条曲线基本重合. 这说明对于单组分等离子体 ( $\kappa \rightarrow 0$ ) 来说, 不同耦合参数形式对尘埃颗粒之间的相互作用影响不大. 然而, 对于非单组分等离子体 ( $\kappa > 0$ ) 来说, 不得不考虑尘埃粒子之间的库仑相互作用, 公式  $f_3(\kappa)$  对应的耦合参数形式显得更加有效. 因此, 在接下来的

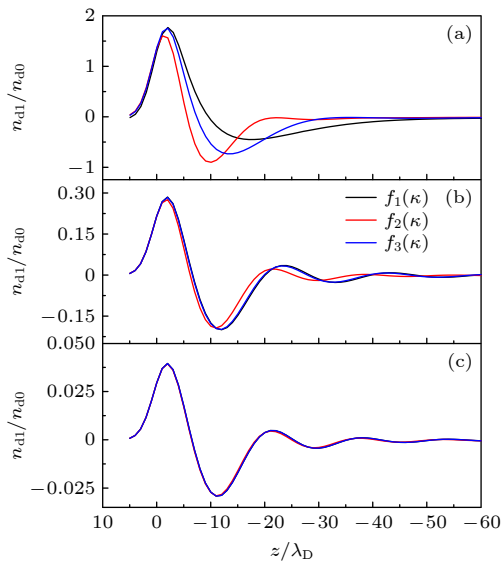


图 1 假设  $\mathbf{F}_L // \mathbf{v}_L$  时,  $Z_d = 4000e$ ,  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , 屏蔽参数分别为 (a)  $\kappa = 2$ , (b)  $\kappa = 1$  和 (c)  $\kappa = 0.5$ , 耦合参数形式分别为  $f_1(\kappa)$ ,  $f_2(\kappa)$ ,  $f_3(\kappa)$ , 尘埃粒子扰动密度  $n_{d1}/n_{d0}$  (用  $n_{d0}$  无量纲) 随着  $z$  轴的变化情况, 其中  $x = 0$ ,  $y = 0$

Fig. 1. The laser-induced perturbed density  $n_{d1}/n_{d0}$  dependent on the axial position  $z$ , for different screening parameters: (a)  $\kappa = 2$ ; (b)  $\kappa = 1$ ; and (c)  $\kappa = 0.5$ , and different coupling parameters:  $f_1(\kappa)$ ,  $f_2(\kappa)$ , and  $f_3(\kappa)$ , with  $Z_d = 4000e$ ,  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , and  $\mathbf{F}_L // \mathbf{v}_L$ .

模拟中, 均采用公式  $f_3(\kappa)$  的耦合参数形式, 即 (3) 式.

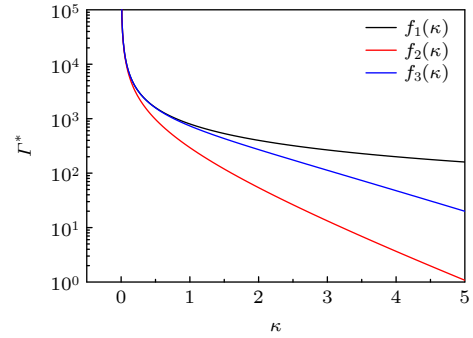


图 2 假设  $\mathbf{F}_L // \mathbf{v}_L$  时,  $Z_d = 4000e$ ,  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , 三种形式  $f_1(\kappa)$ ,  $f_2(\kappa)$ ,  $f_3(\kappa)$  条件下, 耦合参数  $\Gamma^*$  随着屏蔽参数  $\kappa$  的变化曲线

Fig. 2. The coupling parameter  $\Gamma^*$  change versus the screening parameter  $\kappa$  for the three forms  $f_1(\kappa)$ ,  $f_2(\kappa)$ ,  $f_3(\kappa)$ , with  $Z_d = 4000e$ ,  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , and  $\mathbf{F}_L // \mathbf{v}_L$ .

在耦合参数  $f_3(\kappa)$  形式下, 图 3 和图 4 分别给出当  $\mathbf{F}_L$  和  $\mathbf{v}_L$  均沿  $+z$  轴方向, 以及  $\mathbf{F}_L$  沿  $+x$  轴方向、 $\mathbf{v}_L$  沿  $+z$  轴方向时, 不同屏蔽参数  $\kappa$  对激光诱导尘埃颗粒扰动密度  $n_{d1}/n_{d0}$  (用  $n_{d0}$  无量纲) 形成三维马赫锥的影响情况. 其中图 3(a)、图 3(c) 和图 3(e) 是  $x-z$  平面 ( $y = 0$  截面) 的情况, 图 3(b)、图 3(d) 和图 3(f) 是  $x-y$  平面 ( $z = -30$  截面) 的情况. 尘埃表面电荷量以及电子密度值分别为  $Z_d = 4000e$ ,  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . 在微重力条件下, 由图 3 和图 4 可知, 扰动密度沿着激光移动速度方向, 以激光斑点为顶点, 在三维空间中形成“V”形马赫锥或者由多个马赫锥组成的多锥立体结构. 尘埃颗粒扰动密度多锥结构的形成是由尘埃等离子体的色散关系决定的. 由色散关系式 (11) 式可知, 尘埃声波的相速度  $v_s = \omega/k$  并不是常数, 而是随着波数的变化而变化<sup>[38]</sup>. 因此, 当激光移动速度一定时, 可诱导出多个马赫锥. 并且, 马赫锥的多锥结构受拖拽系数的影响较大, 当拖拽系数较强时 (即放电气压较大), 马赫锥衰减的较快, 这主要是由于中性气体的摩擦力造成的, 关于该方面的工作前人做了大量研究<sup>[14,17,19,29]</sup>. 我们还发现, 当激光辐射力与激光移动速度平行时, 扰动密度形成的马赫锥关于  $z$  轴完全对称 (如图 3), 而当激光辐射力与激光移动速度垂直时, 扰动密度关于  $z$  轴反对称 (如图 4), 其中在  $x = 0$  平面, 扰动密度数值为 0, 这主要是由于激光扰动方式的不对称造成的. 此外, 在三维



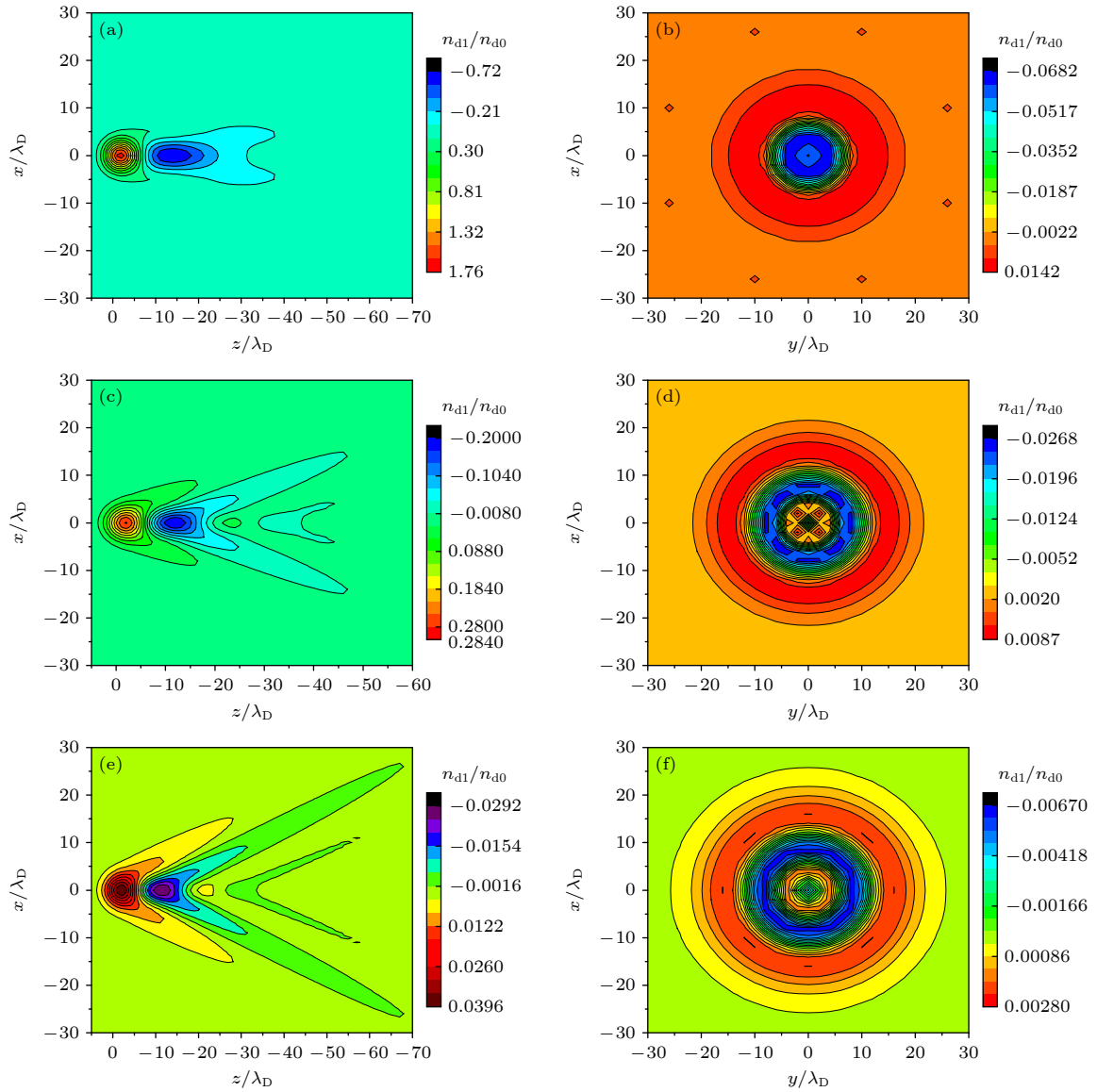


图3 假设  $\mathbf{F}_L // \mathbf{v}_L$  时, 在  $Z_d = 4000e$ ,  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$  条件下, 尘埃粒子扰动密度  $n_{d1}/n_{d0}$  (用  $n_{d0}$  无量纲) (a), (c), (e)  $x-z$  平面 ( $y = 0$ ) 形成的马赫锥; (b), (d), (f)  $x-y$  截面 ( $z = -30$ ) 形成的三维对称结构. 其中屏蔽参数分别为 (a), (b)  $\kappa = 2$ , (c), (d)  $\kappa = 1$  和 (e), (f)  $\kappa = 0.5$

Fig. 3. Mach cones by the laser-induced perturbed density  $n_{d1}/n_{d0}$  in the (a), (c) (e)  $x-z$  plane ( $y = 0$ ) and (b), (d), (f) plane  $x-y$  ( $z = -30$ ), for different screening parameters (a), (b)  $\kappa = 2$ , (c), (d)  $\kappa = 1$ , and (e), (f)  $\kappa = 0.5$ , with  $Z_d = 4000e$ ,  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , and  $\mathbf{F}_L // \mathbf{v}_L$ .

空间中, 我们还能明显的观察到,  $\kappa$  越大, 激光对尘埃粒子的扰动范围越小, 扰动密度数值则越大, 由图3和图4(b), (d), (f) 可知. 关于以上现象的原因, 可以用尘埃等离子体频率来解释. 在其他参数不变的情况下,  $\kappa$  越大, 说明尘埃粒子数密度  $n_{d0}$  越小, 尘埃运动特征频率  $\omega_{pd} = Z_d e \sqrt{4\pi n_{d0}/m_d}$  越小, 即尘埃粒子声速  $v_s$  越小, 当激光移动速度较大时, 尘埃粒子来不及响应激光移动速度, 因此激光扰动范围较局域.

除了屏蔽参数对等离子体频率有重要影响外,

尘埃颗粒表面的电荷量  $Z_d$  也能影响等离子体频率, 进而影响尘埃粒子之间的相互作用. 图5给出不同的尘埃表面电荷量对激光扰动密度  $n_{d1}/n_{d0}$  (用  $n_{d0}$  无量纲) 在  $x-z$  平面 ( $y = 0$ ) 形成马赫锥的影响情况, 此时屏蔽参数  $\kappa = 1$ , 电子密度  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . 当  $Z_d = 1000e$  时, 激光扰动仅在激光斑点附近, 随着  $Z_d$  增加, 多锥组成的马赫锥结构逐渐明显, 同时扰动范围扩大, 扰动密度数值减小. 这主要是由于  $Z_d$  增加了尘埃等离子体频率, 使尘埃颗粒可快速响应激光移动速度, 因此尘埃扰动范围较大.

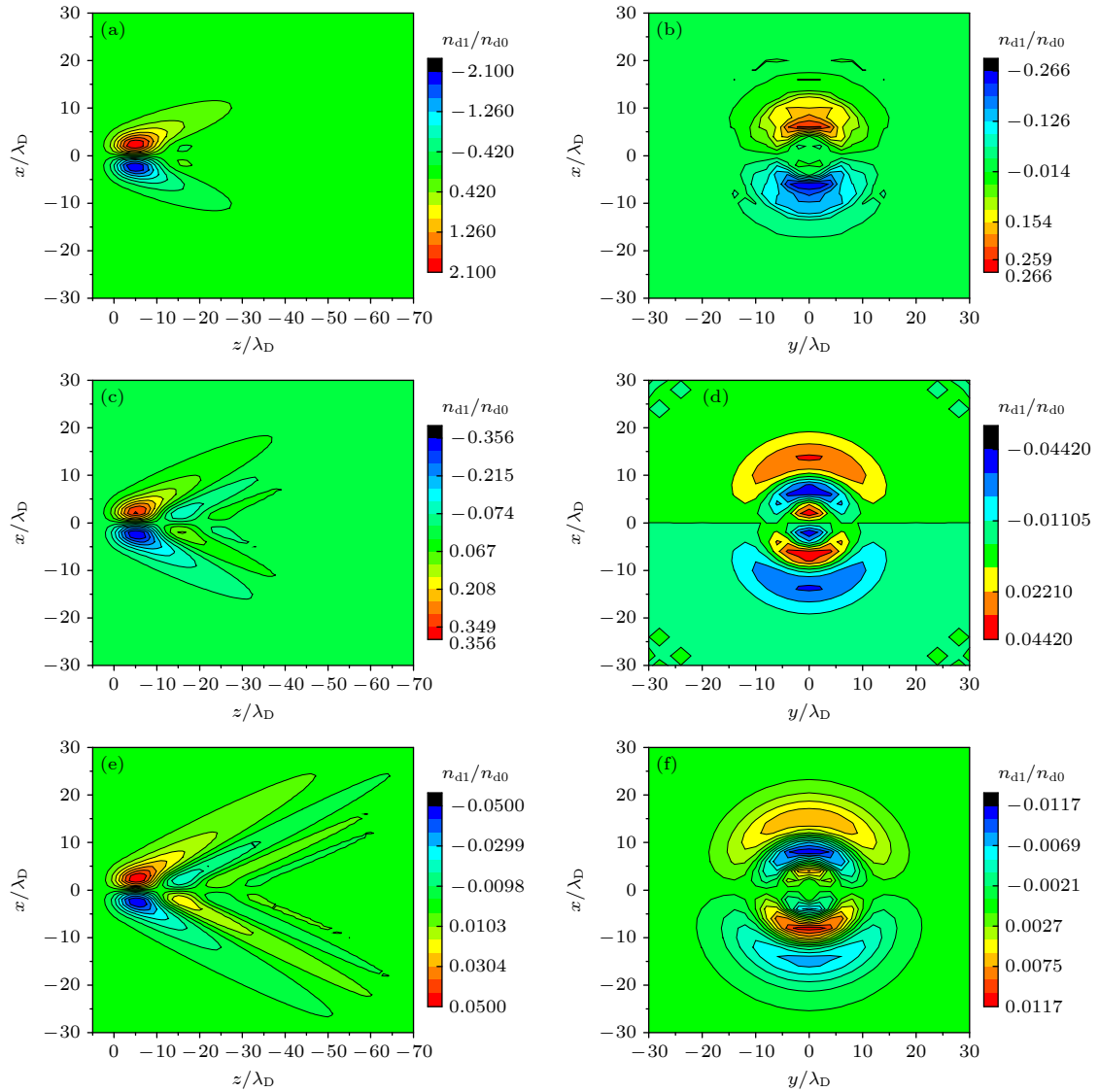


图 4 当  $\mathbf{F}_L \perp \mathbf{v}_L$  时, 在  $Z_d = 4000e$ ,  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$  条件下, 尘埃粒子扰动密度  $n_{d1}/n_{d0}$  (用  $n_{d0}$  无量纲) 在 (a), (c), (e)  $x$ - $z$  平面 ( $y = 0$ ) 形成的马赫锥, 以及在 (b), (d), (f)  $x$ - $y$  截面 ( $z = -30$ ) 形成的三维结构, 屏蔽参数分别为 (a), (b)  $\kappa = 2$ , (c), (d)  $\kappa = 1$  和 (e), (f)  $\kappa = 0.5$

Fig. 4. Mach cones by the laser-induced perturbed density  $n_{d1}/n_{d0}$  in the (a), (c), (e)  $x$ - $z$  plane ( $y = 0$ ) and (b), (d), (f) plane  $x$ - $y$  ( $z = -30$ ), for different screening parameters (a), (b)  $\kappa = 2$ , (c), (d)  $\kappa = 1$ , and (e), (f)  $\kappa = 0.5$ , with  $Z_d = 4000e$ ,  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , and  $\mathbf{F}_L \perp \mathbf{v}_L$ .

图 6 给出等离子体的电子密度  $n_e$  对尘埃扰动密度  $n_{d1}/n_{d0}$  的影响情况, 这里屏蔽参数  $\kappa = 2$ , 尘埃表面电荷量  $Z_d = 4000e$ . 我们发现, 等离子体电子密度对马赫锥的影响情况, 与尘埃颗粒表面电荷量的影响情况类似: 随着等离子体电子密度增加, 激光诱导产生马赫锥扰动范围扩大, 扰动密度幅值减小. 这主要是由于等离子体密度对德拜长度的影响造成的, 等离子体密度越大, 德拜半径越小, 当  $\kappa$  保持不变时, 粒子之间的平均间距 (即  $d$ ) 减小, 因此尘埃粒子之间关联相互作用变强, 同时反映了粒子之间库仑屏蔽作用减小. 值得注意的是,

马赫锥形貌和图 5 中的有所不同: 扰动密度不仅在激光移动方向 ( $z$  轴方向) 上有振荡, 在垂直激光移动方向 ( $x$  轴方向) 似乎也存在振荡, 从图 6(c) 和图 6(d) 中能观察到. 而对于较小的屏蔽参数条件下则不会出现  $x$  轴振荡的情况. 这主要是由于激光诱导尘埃密度形成的马赫锥大多为压缩波 (纵波) 马赫锥<sup>[4]</sup>, 即尘埃粒子运动方向平行于波的传播方向. 对于较大的屏蔽参数下, 尘埃粒子之间的关联作用减弱, 库仑屏蔽效应增强, 当德拜长度越小 (即等离子体密度较大) 时, 马赫锥的纵波特点就更加明显.

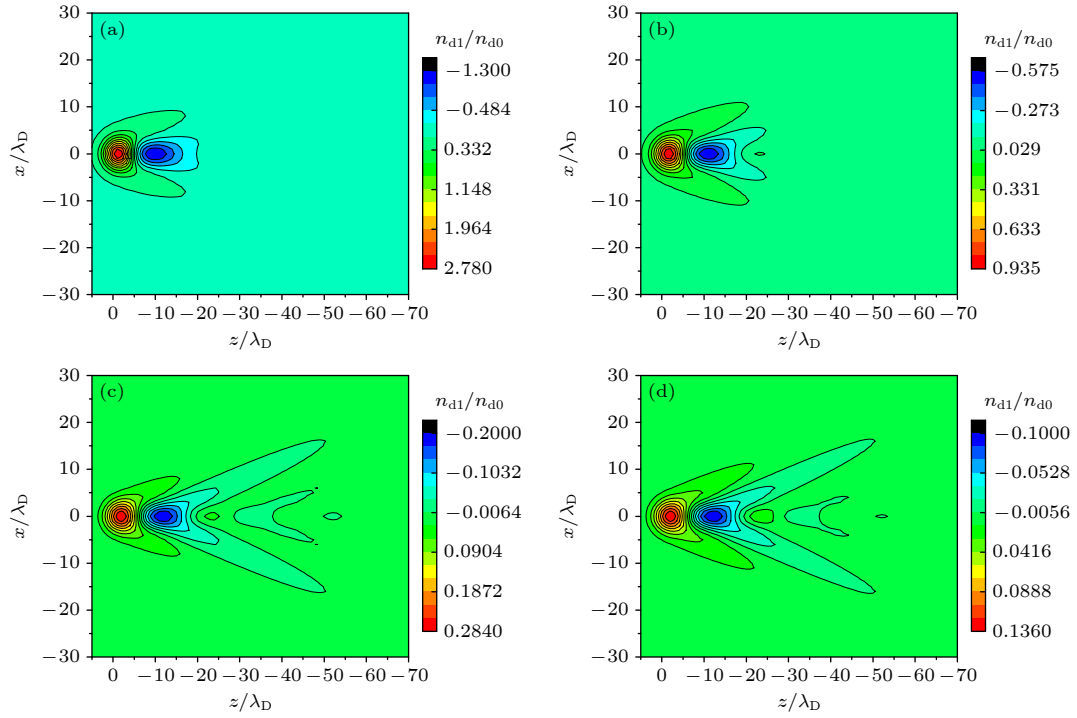


图 5 当  $\mathbf{F}_L // \mathbf{v}_L$  时, 在  $\kappa = 1$ ,  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$  条件下, 激光诱导尘埃粒子扰动密度  $n_{d1}/n_{d0}$  (用  $n_{d0}$  无量纲) 在  $x-z$  平面 ( $y = 0$ ) 上形成的马赫锥, 尘埃表面电荷量分别为 (a)  $Z_d = 1000e$ ; (b)  $Z_d = 2000e$ ; (c)  $Z_d = 4000e$ ; (d)  $Z_d = 6000e$

Fig. 5. Mach cones by the laser-induced perturbed density  $n_{d1}/n_{d0}$  in the  $x-z$  plane ( $y = 0$ ), for different charge on each dust particle: (a)  $Z_d = 1000e$ ; (b)  $Z_d = 2000e$ ; (c)  $Z_d = 4000e$ ; (d)  $Z_d = 6000e$ , with  $\kappa = 1$ ,  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , and  $\mathbf{F}_L // \mathbf{v}_L$ .

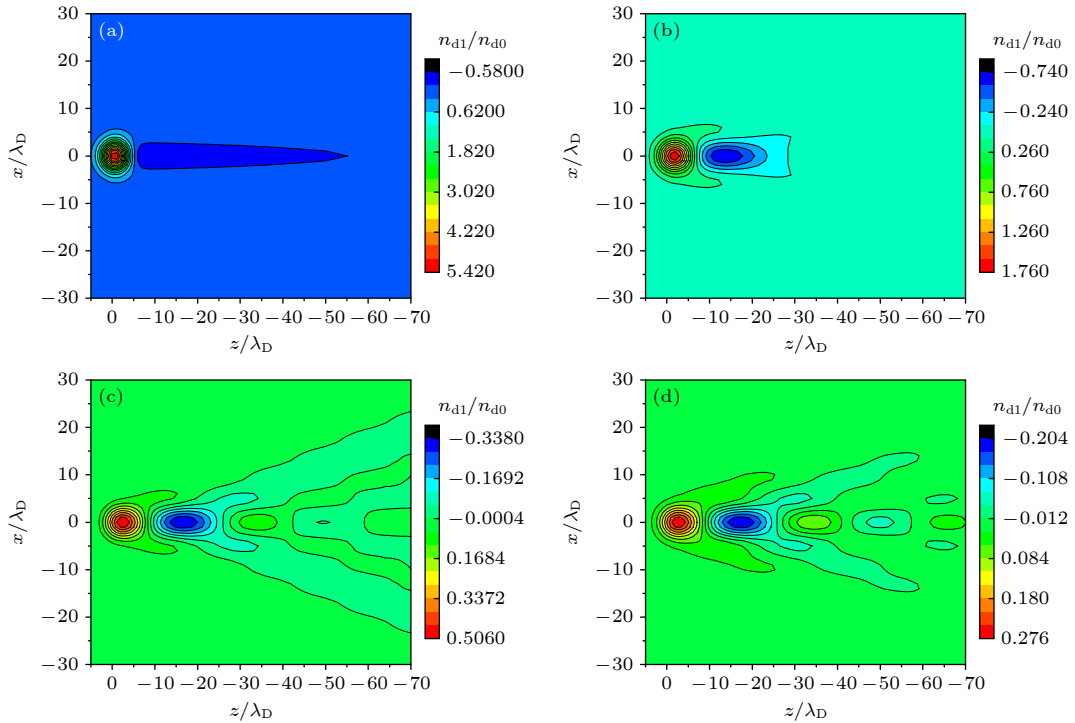


图 6 当  $\mathbf{F}_L // \mathbf{v}_L$  时, 在  $\kappa = 2$ ,  $Z_d = 4000e$  条件下, 激光诱导尘埃粒子扰动密度  $n_{d1}/n_{d0}$  (用  $n_{d0}$  无量纲) 在  $x-z$  平面 ( $y = 0$ ) 上形成的马赫锥, 等离子体密度分别为 (a)  $n_e = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ; (b)  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ; (c)  $n_e = 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ; (d)  $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

Fig. 6. Mach cones by the laser-induced perturbed density  $n_{d1}/n_{d0}$  in the  $x-z$  plane ( $y = 0$ ), for different plasma densities: (a)  $n_e = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ; (b)  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ; (c)  $n_e = 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ; (d)  $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , with  $\kappa = 2$ ,  $Z_d = 4000e$ , and  $\mathbf{F}_L // \mathbf{v}_L$ .

## 4 结 论

本文通过建立三维流体力学方程,研究了微重力条件下复杂等离子体中激光诱导尘埃颗粒扰动密度形成的马赫锥现象.模拟发现,屏蔽参数通过影响尘埃粒子之间的相互作用,对马赫锥的形貌产生较大影响.屏蔽参数值越大,尘埃粒子之间的库仑屏蔽越强,尘埃颗粒扰动密度形成的马赫锥越局域,使扰动密度在三维空间中集中在激光斑点附近,表现在扰动范围变小扰动密度数值变大.并且,当屏蔽参数较大时,对于三种经验的耦合参数公式

$$\Gamma = \frac{Z_d^2 e^2}{d \cdot T_d}, \quad \Gamma' = \frac{Z_d^2 e^2}{d \cdot T_d} \exp(-\kappa),$$

$$\Gamma'' = \frac{Z_d^2 e^2}{d \cdot T_d} (1 + \kappa + \kappa^2/2) \exp(-\kappa),$$

马赫锥形貌有一定变化,其中在第三种耦合参数形式下,模拟结果较符合理论预期.此外,通过模拟激光辐射力与激光移动速度平行和垂直两种情况,发现激光诱导马赫锥的形貌关于激光移动方向对称或者反对称,这主要是由于激光扰动方式的不对称造成的.最后,研究发现尘埃颗粒表面带电量及等离子体密度对三维马赫锥也产生重要影响,尘埃颗粒带电量通过影响等离子体频率,等离子体密度通过影响德拜半径,进而影响尘埃粒子之间的相互作用力及尘埃颗粒运动速度,从而对马赫锥形貌产生一定影响.期待本文工作能为微重力条件下激光诱导复杂等离子体马赫锥的理论研究及后续实验研究提供部分参考.

## 参考文献

[1] Selwyn G S, Singh J, Bennett R S 1989 *J. Vac. Sci. Technol.*, **A 7** 2758  
 [2] Fortov V E, Khrapak A G, Khrapak S A, Molotkov V I, Petrov O F 2004 *Phys. Usp.* **47** 447  
 [3] Merlino R L, Goree J A 2004 *Phys. Today* **57** 32  
 [4] Markus H T, Hubertus M T, Christina A K, Andre M, Uwe K 2023 *npj Microgravity* **9** 13  
 [5] Zaehring E, Schwabe M, Zhdanov S, Mohr D P, Knapke C A, Huber P, Semenov I L, Thomas H M 2018 *Phys. Plasmas* **25** 033703  
 [6] Samsonov D, Goree J, Ma Z W, Bhattacharjee A, Thomas H

M, Morfill G E 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3649  
 [7] Ma Z W, Bhattacharjee A 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3349  
 [8] Melzer A, Nunomura S, Samsonov D, Ma Z W, Goree J 2000 *Phys. Rev. E* **62** 4162  
 [9] Sato N, Uchida G, Kaneko T, Shimizu S, Iizuka S 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1786  
 [10] Cheung F, Samarian A, James B 2003 *New J. Phys.* **5** 75  
 [11] Schwabe M, Jiang K, Zhdanov S, Hagl T, Huber P, Ivlev A V, Lipaev A M, Molotkov V I, Naumkin V N, Sutterlin K R, Thomas H M, Fortov V E, Morfill G E, Skvortsov A, Volkov S 2011 *EPL* **96** 55001  
 [12] Nosenko V, Goree J, Ma Z W, Piel A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 135001  
 [13] Nosenko V, Goree J, Ma Z W, Dubin D H E, Piel A 2003 *Phys. Rev. E* **68** 056409  
 [14] Hou L J, Wang Y N, Mišković Z L 2004 *Phys. Rev. E* **70** 056406  
 [15] Duan M Y, Jia W Z, Zhang Y Y, Zhang Y F, Song Y H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 165202 (in Chinese) [段蒙悦, 贾文柱, 张莹莹, 张逸凡, 宋远红 2023 物理学报 **72** 165202]  
 [16] Jia W Z, Zhang Q Z, Wang X F, Song Y H, Zhang Y Y, Wang Y N 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 015206  
 [17] Jiang K, Hou L J, Wang Y N 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1713  
 [18] Hou L J, Mišković Z L, Jiang K, Wang Y N 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 255005  
 [19] Jiang K, Hou L J, Wang Y N, Mišković Z L 2006 *Phys. Rev. E* **73** 016404  
 [20] Slattery W L, Doolen G D, DeWitt H E 1980 *Phys. Rev. A* **21** 2087  
 [21] Ichimaru S 1982 *Rev. Mod. Phys.* **54** 1017  
 [22] Hartmann P, Kalman G J, Donkó Z, Kutasi K 2005 *Phys. Rev. E* **72** 026409  
 [23] Vaulina O S, Khrapak S A, Morfill G 2002 *Phys. Rev. E* **66** 016404  
 [24] Wani R, Mir A, Batool F, Tiwari S 2022 *Sci. Rep.* **12** 11557  
 [25] Kaw P K, Sen A 1998 *Phys. Plasmas* **5** 3552  
 [26] Kalman G J, Rosenberg M, DeWitt H E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 6030  
 [27] Ikezi H 1986 *Phys. Fluids* **29** 1764  
 [28] Dasgupta C, Maitra S 2021 *Phys. Plasmas* **28** 043703  
 [29] Bandyopadhyay P, Dey R, Kadyan S, Sen A 2014 *Phys. Plasmas* **21** 103707  
 [30] Nunomura S, Zhdanov S, Samsonov D, Morfill G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 045001  
 [31] Vaulina O S, Vladimirov S V 2002 *Phys. Plasmas* **9** 835  
 [32] Fortov V E, Vaulina O S, Petrov O F, Molotkov V I, Lipaev A M, Torchinsky V M, Thomas H M, Morfill G E, Khrapak S A, Semenov Yu P, Ivanov A I, Krikalev S K, Kalery A Yu, Zaletin S V, Gidzenko Yu P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 245005  
 [33] Caliebe D, Arp O, Piel A 2011 *Phys. Plasmas* **18** 073702  
 [34] Vaulina O S, Khrapak S A 2000 *J. Exp. Theor. Phys.* **90** 287  
 [35] Hamaguchi S, Farouki R T, Dubin D H E 1997 *Phys. Rev. E* **56** 4671  
 [36] Epstein P S 1924 *Phys. Rev.* **23** 710  
 [37] Slattery W L, Doolen G D, DeWitt H E 1982 *Phys. Rev. A* **26** 2255  
 [38] Dubin D 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3895



# Three-dimensional simulation of laser-induced Mach cones in complex plasmas under microgravity conditions<sup>\*</sup>

Huang Yu-Feng<sup>1)</sup> Jia Wen-Zhu<sup>2)</sup> Zhang Ying-Ying<sup>1)†</sup> Song Yuan-Hong<sup>1)</sup>

1) (*Key Laboratory of Three Beam Material Modification Education, Dalian Institute of Physics, Dalian 116024, China*)

2) (*School of Artificial Intelligence, Southwest University, Chongqing 400715, China*)

( Received 24 November 2023; revised manuscript received 29 December 2023 )

## Abstract

The three-dimensional density distribution of dust particles in complex plasma under microgravity condition has received much attention. Based on the three-dimensional hydrodynamic simulation, the influences of different coupling parameters, shielding parameters, charge of dust particles and plasma density on the Mach cone by laser-induced are studied in complex plasma under microgravity conditions. When the shielding parameters are large, it is found that three different formulas of coupling parameters  $\Gamma = \frac{Z_d^2 e^2}{d \cdot T_d}$ ,  $\Gamma' = \frac{Z_d^2 e^2}{d \cdot T_d} \exp(-\kappa)$  and  $\Gamma'' = \frac{Z_d^2 e^2}{d \cdot T_d} (1 + \kappa + \frac{\kappa^2}{2}) \exp(-\kappa)$  have a great influence on the disturbance density of dust particles, and the simulation results are in better agreement with the theoretical expectations under the third formulas. In addition, when the laser radiation force is parallel or vertical to the laser movement speed, the Mach cone structure is symmetrical or antisymmetric in the three-dimensional space, which is mainly based on the asymmetry of the laser disturbance mode. Besides, increasing the shielding parameters, or reducing the charge of dust particles, or reducing the plasma density, the shielding interaction between the dust particles is enhanced, making the Mach cone formed by the dust disturbance density more localized around the laser spot, which is characterized by narrowing the disturbance range and increasing density value. It is expected that this work can provide some reference for the theoretical and experimental studies of laser-induced Mach cone in three-dimensional complex plasma under microgravity conditions.

**Keywords:** dusty plasmas, Mach cone, 3-dimensional hydrodynamic simulation, coupling parameter

**PACS:** 52.65.-y, 52.27.Lw, 52.38.-r

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231849

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12275039, 12020101005, 11975067) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China (Grant No. DUT23BK016).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [yyzhang1231@dlut.edu.cn](mailto:yyzhang1231@dlut.edu.cn)



微重力条件下复杂等离子体中激光诱导马赫锥的三维模拟

黄渝峰 贾文柱 张莹莹 宋远红

**Three-dimensional simulation of laser-induced Mach cones in complex plasmas under microgravity conditions**

Huang Yu-Feng Jia Wen-Zhu Zhang Ying-Ying Song Yuan-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 085202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231849

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231849>

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

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

黑腔中等离子体相互作用的流体力学现象观测

Observation of hydrodynamic phenomena of plasma interaction in hohlraums

物理学报. 2018, 67(23): 235201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181391>

纵磁作用下真空电弧单阴极斑点等离子体射流三维混合模拟

Three-dimensional hybrid simulation of single cathode spot vacuum arc plasma jet under axial magnetic field

物理学报. 2021, 70(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201701>

三维数值模拟射频热等离子体的物理场分布

Three-dimensional numerical simulation of physical field distribution of radio frequency thermal plasma

物理学报. 2021, 70(15): 155202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202135>

高密度等离子体喷流高速对撞的二维辐射流体模拟研究

Two-dimensional radiation hydrodynamic simulations of high-speed head-on collisions between high-density plasma jets

物理学报. 2022, 71(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220948>

低气压感性耦合等离子体源模拟研究进展

Numerical investigation of low pressure inductively coupled plasma sources: A review

物理学报. 2021, 70(9): 095206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202247>

激光诱导铝等离子体中原子和离子组分膨胀特性

Expansion characteristics of atom and ion component in laser-induced aluminum plasma

物理学报. 2018, 67(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180595>