

# 修正屏蔽库仑势下二维尘埃等离子体的动力学和结构特性\*

张崇龙<sup>1)</sup> 孔伟<sup>2)†</sup> 杨芳<sup>3)</sup> 刘松芬<sup>1)</sup> 胡北来<sup>1)</sup>

1) (南开大学物理科学学院, 天津 300071)

2) (南开大学化学学院, 天津 300071)

3) (中国民航大学理学院, 天津 300300)

(2012年8月5日收到; 2012年12月16日收到修改稿)

本文考虑等离子体密度分布变化, 得到了修正屏蔽库仑势的解析解. 数值分析以及分子动力学模拟表明, 在常见实验室参数情况下, 等离子体密度分布变化引起的屏蔽库仑势修正对二维尘埃等离子体系统的动力学和结构特性影响很小. 在极限参数情况下, 本模型的计算结果表明二维尘埃等离子体系统的扩散能力明显降低, 并且系统组态呈圆形分布. 此外, 本文还研究了实验室常见大小磁场对二维尘埃等离子体系统的影响

**关键词:** 修正屏蔽库仑势, 二维尘埃等离子体, 分子动力学模拟

**PACS:** 52.27.Lw, 52.30.-q, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.62.095201

## 1 引言

尘埃等离子体一般由电子、离子、带电尘埃粒子以及中性粒子等组成. 由于电子相对离子具有较强的热运动能力, 带电尘埃粒子表面通常吸附大量的电子而呈负电性. 热平衡状态下带电尘埃粒子间的静电相互作用通常用屏蔽库仑势 (Yukawa potential) 表述, 即  $\phi(r)_Y = -Q/(4\pi\epsilon_0 r) \exp(-r/\lambda_D)$ . 其中  $r$  为粒子间距,  $Q$  为尘埃粒子带电量,  $\lambda_D$  为德拜长度. 在此理论模型基础上, 很多计算机模拟结果都与实验上发现的库仑结晶结构相符<sup>[1-9]</sup>. 然而在实验室等离子体以及空间等离子体中, 带电尘埃粒子的受力除它们之间静电相互作用以外, 还包括离子拖曳力、中性粒子拖曳力、微重力、热压力、磁场力等等<sup>[10-19]</sup>, 特别是当尘埃等离子体系统考虑外界定向电场或者系统内出现粒子流时, 带电尘埃粒子周围的等离子体将会出现空间上的重新排布<sup>[20-23]</sup>, 此时球对称屏蔽库仑势已不适合描述系

统内带电尘埃粒子的局域静电特性. 基于上述情况, 本文在考虑等离子体密度分布变化情况下, 对球对称屏蔽库仑势做出一定的修正, 进而探讨了在修正屏蔽库仑势下尘埃等离子体系统的动力学特性以及结构特性, 模拟中, 我们考虑了外加均匀磁场对系统的影响.

## 2 修正屏蔽库仑势理论模型

为了更好地阐述本模型, 我们从屏蔽库仑势的一般推导开始. 假定系统内离子为单电荷粒子, 尘埃带电粒子电量为  $Q$  ( $|Q| \gg |e|$ ), 带电尘埃粒子周围的静电势  $\phi$  满足如下泊松方程:

$$\nabla^2 \phi(r) = \frac{e}{\epsilon_0} [n_e(r) - n_i(r)] + \frac{Q\delta(r)}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

其中  $n_e(r)$ ,  $n_i(r)$  分别为电子、离子在  $r$  位置处的电子数密度、离子数密度,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $Q$  取正值. 如果系统内电子、离子碰撞足够充分,  $n_e(r)$ ,

\* 国家自然科学基金(批准号: 11105077)和中国民航大学基金(批准号: 08QD07X)资助的课题

† 通讯作者. E-mail: kwphys@mail.nankai.edu.cn

$n_i(r)$  将遵从玻尔兹曼分布, 即

$$n_e(r) = n_{e0} \exp \left[ \frac{e\phi(r)}{k_B T_e} \right], \quad (2)$$

$$n_i(r) = n_{i0} \exp \left[ \frac{-e\phi(r)}{k_B T_i} \right], \quad (3)$$

其中  $n_{e0}, n_{i0}$  为  $\phi(r) = 0$  时的电子、离子平均数密度. 高温下易满足  $e\phi \ll k_B T_e, k_B T_i$ , (2), (3) 式在  $\phi = 0$  附近做泰勒展开, 并保留到一阶小量, 得到

$$\nabla^2 \phi(r) = \left[ \frac{e^2 n_{e0}}{k_B T_e \epsilon_0} + \frac{e^2 n_{i0}}{k_B T_i \epsilon_0} \right] \phi(r) + \frac{Q\delta(r)}{\epsilon_0}, \quad (4)$$

其中用到了准中性条件  $en_{i0} - en_{e0} = 0$ . 上式为二阶常微分方程, 其通解形式已知, 利用边界条件  $r \rightarrow 0, \phi(r) = -Q/4\pi\epsilon_0 r; r \rightarrow \infty, \phi(r) = 0$ , 最终得到屏蔽库仑势

$$\phi(r) = \frac{-Q}{4\pi\epsilon_0 r} \exp(-r/\lambda_D), \quad (5)$$

其中  $\lambda_D^{-2} = e^2 n_{e0} / \epsilon_0 k_B T_e + e^2 n_{i0} / \epsilon_0 k_B T_i$ . 至此, 我们给出了等离子体物理学中最基本的屏蔽库仑势. 上述推导中, 系统内电子、离子的空间分布已假定为各向同性, 即  $n_e, n_i$  只和径向  $r$  的大小有关, 而和径向角度无关.

当考虑外界定向电场或者系统内出现粒子流时, 带电尘埃粒子附近的等离子体将会重新排布, 原来的球对称屏蔽库仑势将会发生变化. 为处理上述情况, 我们做如下假设<sup>[21]</sup>: 受外界因素影响, 等离子体密度  $n_e, n_i$  出现较弱的空间密度梯度, 其密度梯度强度用小量  $\epsilon = |\nabla\lambda_D| \sim \lambda_D/L$  表征, 其中  $L$  表示真实等离子体系统的空间尺度. 在实验室等离子体中,  $L$  的空间尺度通常为厘米量级,  $\lambda_D$  的空间尺度通常为微米量级, 因此  $\epsilon$  取值范围约为  $10^{-3} - 10^{-4}$ . 这里我们将 (2), (3) 式中所用到的平均粒子数密度  $n_{e0}, n_{i0}$  用  $n_{e0}, n_{i0}(r)$  代替, 即

$$n_e(r) = n_{e0}(r) \exp \left[ \frac{e\phi(r)}{k_B T_e} \right], \quad (6)$$

$$n_i(r) = n_{i0}(r) \exp \left[ \frac{-e\phi(r)}{k_B T_i} \right]. \quad (7)$$

上述两式的右端由密度项和指数项两部分乘积组成, 对 (6), (7) 式做多级展开将会出现高阶非线性项. 为计算方便, 下面我们仅做一阶泰勒展开并只取线性乘积项. 首先对指数项做一阶泰勒展开, 它可以从 (4) 式中得到, 将展开所得到的系数 (即除  $\phi$  以外) 耦合到密度项, 我们得到了与位置有关的表

达式  $\lambda_D^{-2}$ . 为计算方便, 引入中间量  $\beta^2 = \lambda_D^{-2}$ , 对  $\beta^2$  继续做一阶泰勒展开可得

$$\begin{aligned} \beta^2 &= \beta(0)^2 + 2x\beta(0)\nabla_x\beta(0) \\ &= \frac{1}{\lambda_D^2}(0) - 2x\frac{1}{\lambda_D^3}(0)\nabla_x\lambda_D, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 (0) 表示参数  $\beta, \lambda_D$  或者其导数在等离子体平均数密度处取值, 这里假定了等离子体密度梯度沿  $x$  方向,  $x$  值表示偏离平均数密度的空间尺度. 方程 (4) 变成如下形式:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi(r) &= \left[ \frac{1}{\lambda_D^2}(0) - 2x\frac{1}{\lambda_D^3}(0)\nabla_x\lambda_D(0) \right] \\ &\times \phi(r) + \frac{Q\delta(r)}{\epsilon_0}. \end{aligned} \quad (9)$$

当  $\nabla_x\lambda_D(0) = 0$  时, 上式对应的解应为方程 (5) 即屏蔽库仑势. 这里方程 (9) 多出第二项

$$-2x\frac{1}{\lambda_D^3}(0)\nabla_x\lambda_D(0).$$

令

$$\left| 2x\frac{1}{\lambda_D^3}(0)\nabla_x\lambda_D(0) \right| < \left| \frac{1}{\lambda_D^2}(0) \right|,$$

利用微扰分解方法将  $\phi(r)$  写作  $\phi(r) = \phi^0(r) + \phi^1(r)$ ,  $\phi^1(r)$  是对  $\phi^0(r)$  的小量修正. 只取线性乘积项 (即略去高阶非线性乘积项), 方程 (9) 变成

$$\begin{aligned} &\nabla^2[\phi^0(r) + \phi^1(r)] \\ &= \frac{1}{\lambda_D^2}(0)\phi^0(r) + \frac{Q\delta(r)}{\epsilon_0} + \frac{1}{\lambda_D^2}(0)\phi^1(r) \\ &\quad - \left[ 2x\frac{1}{\lambda_D^3}(0)\nabla_x\lambda_D(0) \right] \phi^0(r). \end{aligned} \quad (10)$$

上式可以拆分为零阶方程

$$\nabla^2 \phi^0(r) = \frac{1}{\lambda_D^2}(0)\phi^0(r) + \frac{Q\delta(r)}{\epsilon_0}, \quad (11)$$

以及一阶线性方程

$$\nabla^2 \phi^1(r) = \beta^2(0)\phi^1(r) - 2x\beta^3(0)\nabla_x\lambda_D\phi^0(r). \quad (12)$$

(11) 式的解为屏蔽库仑势式 (5). 对于 (12) 式, 我们在球坐标系下对  $\phi^1(r)$  做球谐展开, 利用贝塞尔方程求解格林函数, 最后将  $\phi^0(r)$  代入得到解

$$\phi^1(r) = x \frac{-2\frac{1}{\lambda_D^3}(0)\nabla_x\lambda_D Q}{16\pi\epsilon_0\lambda_D^{-1}(0)} \exp \left[ -\frac{r}{\lambda_D(0)} \right], \quad (13)$$

其中  $x$  和  $\nabla_x\lambda_D$  共同决定修正量  $\phi^1(r)$  的大小. 至此, 考虑等离子体密度梯度时的修正屏蔽库仑势为

$$\phi(r) = \phi^0(r) + \phi^1(r). \quad (14)$$

接下来, 我们应用分子动力学方法, 在修正屏蔽库仑势模型下分析二维尘埃等离子体系统的动力学以及结构特性. 首先给出分子动力学模拟中几个重要的归一化单位以及参数取值情况: 对于空间尺度, 我们取平均等离子体密度所对应的德拜半径, 即  $\lambda_D(0)$  作为归一化单位. 对于时间尺度, 我们取  $t_0 = \sqrt{4\pi\epsilon_0 M \lambda_D^3(0)/Q^2}$  作为归一化单位,  $M$  为尘埃粒子质量. 对于能量, 我们取  $\frac{-Q}{4\pi\epsilon_0 \lambda_D(0)}$  作为归一化单位. 模拟中,  $x$  作为输入量进入到修正势  $\phi^1(r)$  中, 其物理意义表征偏离平均数密度的空间不均匀尺度. 在对方程 (14) 归一化过程中, 修正势  $\phi^1(r)$  中会出现系数  $-2\nabla_x \lambda_D$ , 如前叙述, 我们已经知道  $\epsilon = |\nabla \lambda_D|$  的量级在  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  范围, 因此我们对  $-2\nabla_x \lambda_D$  取值也在相似量级. 为了考察外加均匀磁场对系统的影响, 我们施加垂直于二维模拟平面的均匀磁场  $B$ , 其归一化单位为  $\sqrt{\frac{M}{4\pi\epsilon_0 \lambda_D^3(0)}}$ . 这里我们指出, 当出现均匀外磁场时, 等离子体由于其密度梯度会出现垂直于磁场方向和梯度方向的漂移, 从而增加离子拖曳力效应, 本文将暂不考虑. 对于系统的边界, 我们采用周期性条件进行约束.

### 3 数值以及模拟结果

$\phi^1(r)$  是对传统的屏蔽库仑势提出的一阶简单修正, 修正量的大小依赖于等离子体密度梯度  $\nabla_x \lambda_D$  以及偏离平均数密度的空间不均匀尺度  $x$ . 前面分析已经知道等离子体密度梯度  $\nabla_x \lambda_D$  的取值范围大约在  $\lambda_D/L$  量级, 即  $10^{-3}$ — $10^{-4}$ . 下面我们估算偏离平均数密度的空间不均匀尺度  $x$  的取值范围. 如表 1 所示, 我们选取了典型参数  $\nabla_x \lambda_D = 0.005$ ,  $r$  采样范围约为一个德拜半径大小. 可以看出, 当偏离尺度  $x$  取值为 45 时,  $\phi^1(r)/\phi^0(r)$  的最大值接近 0.1, 为了满足假定

$$\left| 2x \frac{1}{\lambda_D^3(0)} \nabla_x \lambda_D(0) \right| < \left| \frac{1}{\lambda_D^2(0)} \right|$$

成立, 我们限定后续计算中  $x \leq 40$ .

图 1 给出了修正屏蔽库仑势对等离子体密度梯度  $\nabla_x \lambda_D$  和偏离尺度  $x$  的依赖关系. 如图 1(a) 所示, 等离子体密度梯度为  $\nabla_x \lambda_D = 0.005$ , 随着偏离尺度  $x$  不断增大 (1—40), 修正屏蔽库仑势几乎完全与屏蔽库仑势 (黑色实线) 重合. 图 1(b) 显示, 固定偏离尺度  $x = 40$ , 随着密度梯度  $\nabla_x \lambda_D$  (0.001—0.01) 逐渐变大, 修正屏蔽库仑势也几乎完全与屏蔽库仑

势重合. 上述结果表明, 在通常所见的实验室等离子体参数下, 等离子体密度不均匀性对屏蔽库仑势的修正效应非常小.

表 1  $\phi^1(r)/\phi^0(r)$  比例关系

$\nabla_x \lambda_D$	$x$	$r$	$\phi^1(r)/\phi^0(r)$
0.005	1	0.5—0.97	0.00062—0.012
0.005	5	0.5—0.97	0.000312—0.00625
0.005	10	0.5—0.97	0.000625—0.0120
0.005	20	0.5—0.97	0.001241—0.0241
0.005	30	0.5—0.97	0.001876—0.0370
0.005	40	0.5—0.97	0.002118—0.0487
0.005	45	0.5—0.97	0.002818—0.0526

应用分子动力学方法, 我们模拟了上述修正屏蔽库仑势下二维尘埃等离子体的动力学和结构特征. 模拟中粒子数为 256 个, 空间尺度为  $16\lambda_D$ , 模拟时间为  $50\omega_{pd}^{-1}$ , 其中  $\omega_{pd}$  为等离子体振荡频率, 系统的耦合强度  $\Gamma = Q^2/4\pi\epsilon_0 \lambda_D k_B T = 100$ . 这里  $\Gamma = 100$  对应于系统的液 - 固临近状态, 此时带电尘埃粒子具有较强的运动能力并且系统结构开始呈现有序特征 [3-5,24], 我们可以方便的同时研究系统的动力学以及结构特性. 系统的动力学扩散特性用粒子平均平方位移 MSD (mean square displacement) 表征, 结构特性用径向分布函数 RDF (radial distribution function) 表征, 它们分别为

$$\langle r^2(t) \rangle = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [r_i(t) - r_i(0)]^2 \right\rangle, \quad (15)$$

$$g(r) = \frac{S N(r, \Delta)}{N 2\pi r \Delta}, \quad (16)$$

其中,  $N$  表示模拟粒子数,  $S$  表示模拟区域面积,  $N(r, \Delta)$  表示位于  $r - \Delta/2$  和  $r + \Delta/2$  之间的粒子数 ( $\Delta = 0.1a$ ),  $a$  表示粒子间平均距离.  $\langle \dots \rangle$  表示对所有粒子求热平均.

图 2(a)MSD 图像显示即使修正量  $\phi^1(r)$  较大 ( $\nabla_x \lambda_D = 0.005$ ,  $x = 40$ ), 两种系统的动力学扩散特性几乎完全相同. 图 2(b)RDF 图像显示两种系统的结构特征也完全相同, 这里的分子动力学模拟印证了前面的数值分析结果, 即等离子体空间分布不均匀性对屏蔽库仑势的修正效应非常小. 此外我们还计算了系统处于低耦合强度 ( $\Gamma = 1$ —50) 以及高耦合强度 ( $\Gamma = 200$ —500) 情况下系统的动力学以及结构特性, 结果与上述情况类似, 这里不再给出图示.

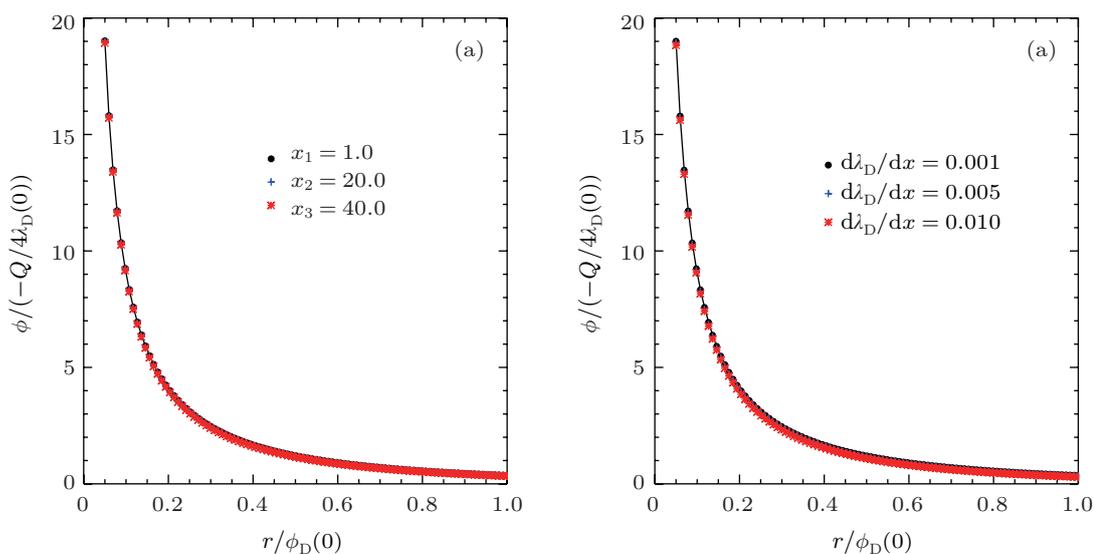


图1 (a) 修正屏蔽库仑势随偏离尺度  $x$  的变化, 密度梯度  $\nabla_r \lambda_D = 0.005$ ; (b) 修正屏蔽库仑势随密度梯度  $\nabla_r \lambda_D$  的变化, 偏离尺度  $x = 40$  (黑色实线表示无修正的屏蔽库仑势)

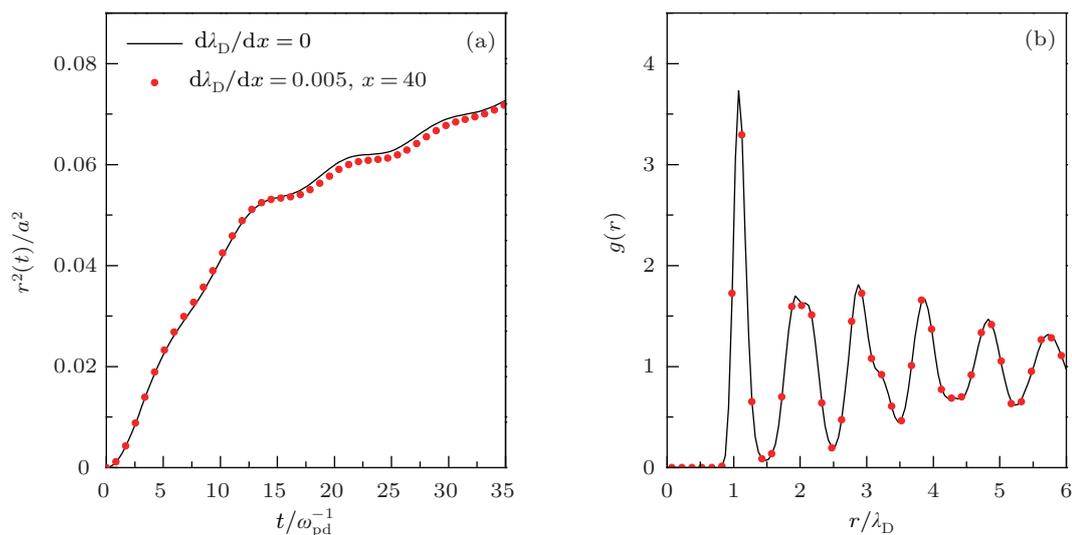


图2 (a) 粒子平均平方位移随时间变化示意图 (黑色实线表示无修正屏蔽库仑势下的 MSD 函数, 红点表示修正屏蔽库仑势下的 MSD 函数); (b) 系统径向分布函数示意图 (黑色实线表示无修正屏蔽库仑势下的 RDF 函数, 红点表示修正屏蔽库仑势下的 RDF 函数)

有限大小磁场对二维尘埃等离子体系统的动力学以及结构特性的影响, 是本文关心的另外一个问题, 这里比较了不同大小磁场情况下, 屏蔽库仑势以及修正屏蔽库仑势的 MSD 函数和 RDF 函数. 首先讨论尘埃等离子体中外磁场  $B$  的取值范围. 在尘埃等离子体模拟中, 外磁场、尘埃粒子质量以及和粒子数密度的取值直接决定系统内的阿尔芬速度大小. 实验室以及空间中常见的磁场大小可以从较小的 0.1 T 到 100 T 极强磁场, 尘埃粒子的质量密度经常在  $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$  量级, 根据以上数据可以从公式  $V_A = B/\sqrt{mn\mu_0}$  得到尘埃等离子体中的阿

尔芬波速度范围大约为  $(6 \times 10^{-2} - 5.5 \times 10^2)c$ , 这里的  $c$  表示光速, 对应到本文的归一化量纲下, 磁场  $B$  的取值范围应该是  $(0.2 - 2) \times 10^3$ . 由于在实验室等离子体中, 磁场的强度一般仅为几个特斯拉或者更小的量级, 因此我们将  $B$  的取值限定在 0—2 的范围内, 对应尘埃等离子体中的阿尔芬速度范围为  $(0 - 0.56)c$ . 如图 3(a) 所示, 随着磁场强度增强, 等离子体动力学扩散能力依次减弱, 当磁场强度  $B = 2$  时, 系统内粒子在平衡位置处呈现出振荡特征, 并且带电尘埃粒子在修正屏蔽库仑势下, 有偏离平衡位置的趋势 ( $B = 2$  时). 图 3(b) 给出了系

统在不同磁场强度下的结构特征, 从中可以看出屏蔽库仑势系统和修正屏蔽库仑势系统都随着磁场

强度增强呈现出近邻粒子数为 6-12-18 的有序性结构, 并且两者之间没有显著差别.

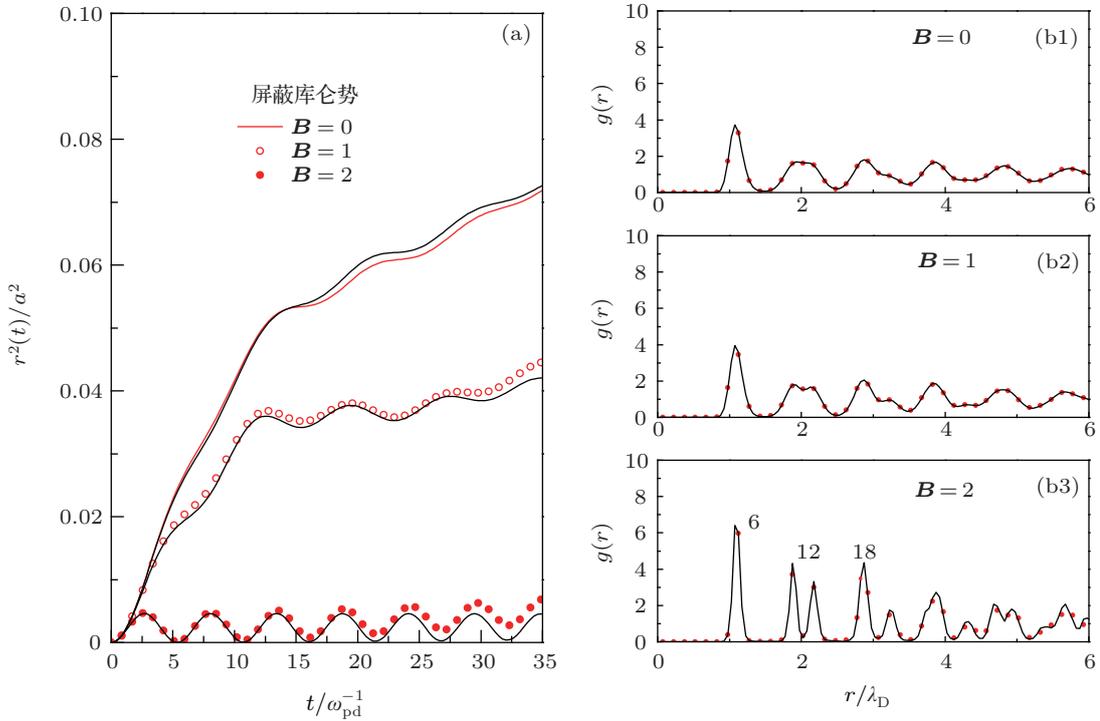


图3 (a) 粒子平均平方位移随磁场大小变化示意图; (b) 系统径向分布函数随磁场大小变化示意图

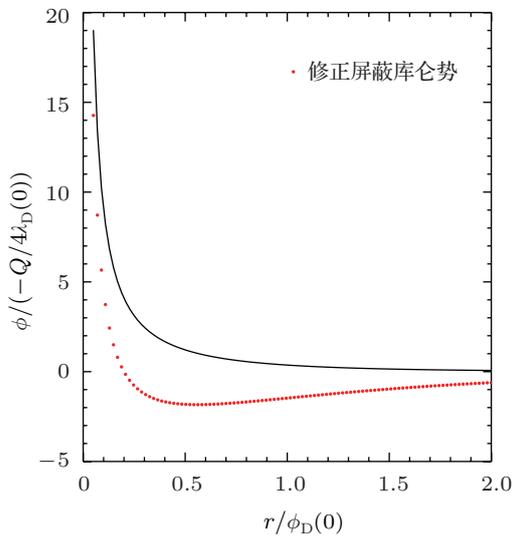


图4 修正屏蔽库仑势在极限参数情况下示意图 (势能梯度符号在  $r = 0.5\lambda(0)$  附近发生变化)

最后我们讨论修正屏蔽库仑势的一种极限情况 ( $\nabla_x \lambda_D = 0.01, x = 80$ ), 即势能分布如图 4 所示, 此时尘埃等离子体系统将会呈现出明显不同于屏蔽库仑势系统的动力学和结构特征. 如图 5(a) 所示, 在极限参数情况下, 修正屏蔽库仑势系统的扩散能力显著降低, 这预示着系统内粒子的受力发生

了显著变化. 同时图 5(b) 与图 6 显示系统结构也发生了明显变化, 系统内粒子将会呈圆球状聚合. 分析聚合形成的原因, 我们发现这与势能函数  $\phi(r)$  的导数符号有关, 即与系统内静电场方向有关. 如图 7 所示, 在屏蔽库仑势系统下, 带电粒子之间始终为库仑排斥作用, 与粒子间的距离无关, 体现在势能函数上就是势能函数呈球对称分布并且单调变化. 在极限修正屏蔽库仑势下, 如图 8 所示, 势能分布的球对称性受到明显破坏, 并且当超过一定距离时势能由单调递增变为反向递减, 这预示着粒子作用力方向发生变化, 即距离中心粒子较远的带电尘埃粒子受到吸引力向中心收缩, 最终系统整体呈球状分布, 进一步分析表明, 当  $\nabla\phi(r)$  符号改变较早时, 系统聚合越为紧密, 这与当前的物理解释符合. 实验上, 研究人员已经发现了尘埃等离子体的三维球体聚合, 并且其径向分布函数与本文的结果类似 [25]. 前述已经提到,  $x$  表示偏离等离子体平均数密度的空间不均匀尺度, 因此物理上  $x$  取值不能大于所研究系统的空间尺度  $L$ . 此外, 在对修正屏蔽库仑势  $\phi$  分解过程中, 我们限定  $\phi^1(r)/\phi^0(r) = 1$ , 这使得在  $x < L$  基础上,  $x$  取值范围进一步受到约束,

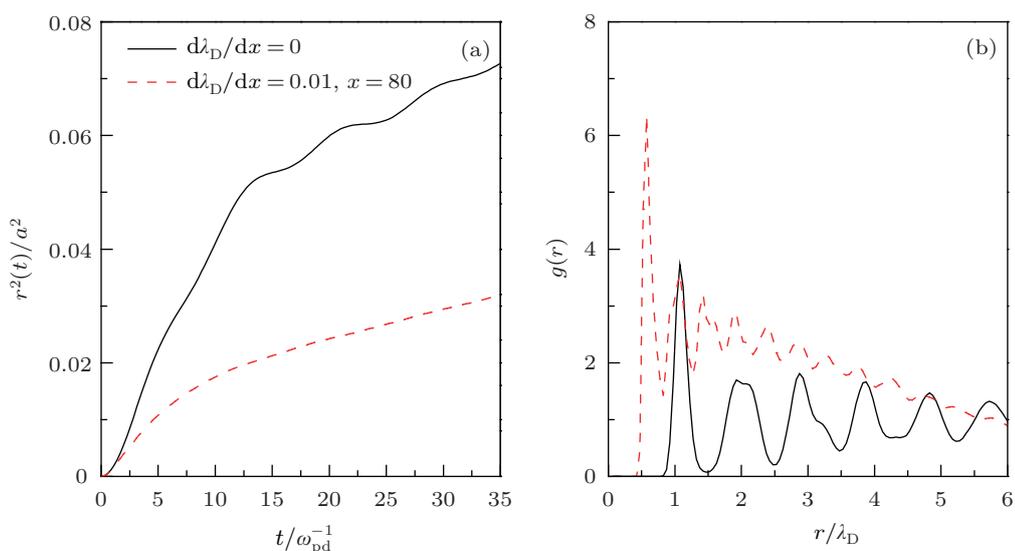


图5 (a) 粒子平均平方位移在极限参数情况下随时间变化示意图; (b) 系统径向分布函数在极限参数情况下示意图

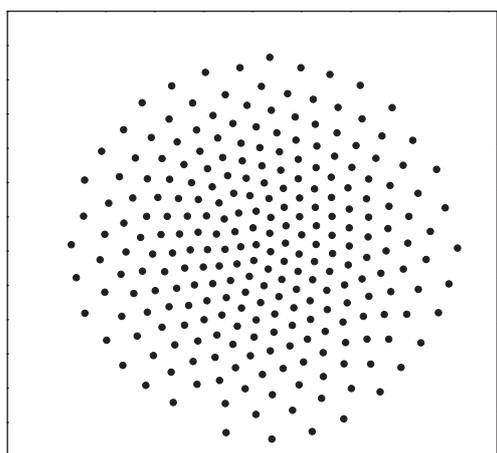


图6 系统组态在极限参数情况下呈现圆形特征

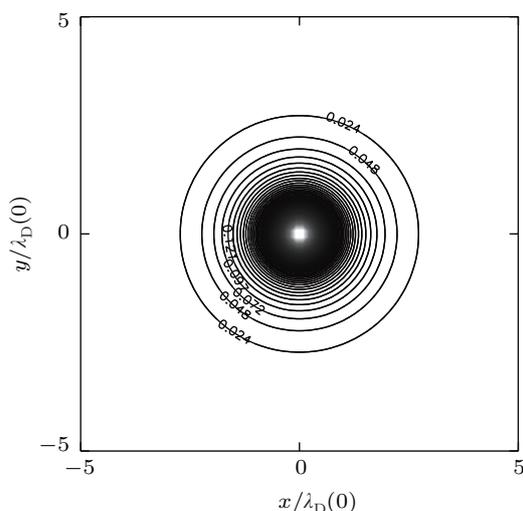


图7 球对称屏蔽库仑势等高线示意图 (势能呈单调变化)

项, 因此我们认为在特定参数情况下 ( $x = 80$ ), 约束条件  $\phi^1(r)/\phi^0(r) = 1$  是可以解除的, 当前模型下取参数  $\nabla_x \lambda_D = 0.01, x = 80$  正是为了研究这种情况下的物理现象. 该组参数下, 密度不均匀度  $\nabla_x \lambda_D$  大于通常热平衡状态下  $\lambda_D/L$  的取值范围, 所得结果描述了较强不均匀梯度情况下尘埃粒子系统, 可能与非平衡状态有关;  $x = 80$  则要求分子动力学模拟的空间尺度较大. 此外, 当考虑更多修正因素如尘埃粒子大小、拖曳力、热压力等时, 修正屏蔽库仑势  $\phi$  有可能进一步变化.

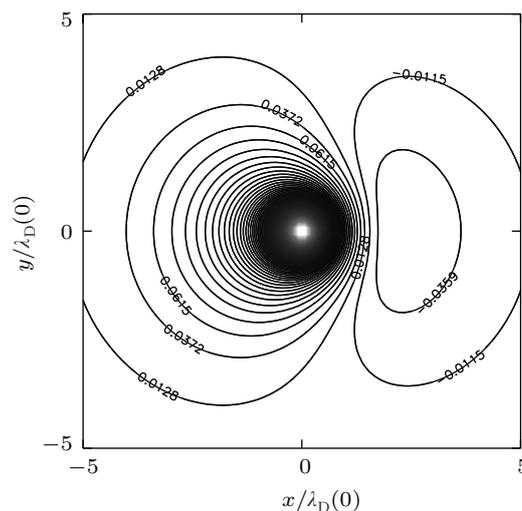


图8 修正屏蔽库仑势等高线示意图 (球对称结构受到破坏, 势能在  $r = 1.1\lambda_D(0)$  附近符号发生变化)

#### 4 结论

然而在数学上, 泰勒展开后的高阶项不必小于低阶

传统屏蔽库仑势是在等离子体密度分布各项

同性假设下得到的理想解. 当考虑等离子体密度分布变化时, 本文得到了修正屏蔽库仑势的解析解. 在此基础上, 我们应用分子动力学模拟方法研究了二维尘埃等离子系统在修正屏蔽库仑势下的动力学和结构特性, 并与屏蔽库仑势系统做对比, 结果表明在常见实验室等离子体参数情况下, 等离子体密度分布不均匀性对屏蔽库仑势的修正很小. 上述结果是在最基本修正假设下得出的结论, 然而在真实尘埃等离子体系统中, 其他因素也可能对屏蔽库仑势做出进一步的修正, 例如当考虑带电尘埃粒子大小时, 边界条件  $r \rightarrow 0, \phi(r) = -Q/4\pi\epsilon_0 r$  将变成  $r \rightarrow 0, \phi(r) = V$ ,  $V$  为带电尘埃粒子的表面势 (通常情况下  $V$  可变<sup>[26]</sup>), 此时修正屏蔽库仑势的结果将会发生变化. 再例如, 带电尘埃粒子通常会受到离子拖曳力的影响, 当系统内没有定向离子流时, 离子拖曳力主要是通过离子热运动速度实现离子和带电尘埃粒子的动量交换. 当考虑定向离子流时, 由定向离子流速度引起的离子和带电尘埃粒子之

间的动量交换开始显现, 从而加剧了粒子拖曳力效应. 特别是当离子流速率接近离子热速率时, 离子的玻尔兹曼分布假设将不再成立. 此外, 本模型假定了等离子体空间密度梯度, 这意味着带电尘埃粒子沿密度梯度方向存在热压力, 这也是本模型暂时没有考虑的. 本文计算了当前模型的一种特殊情况, 即在极限参数情况下研究修正屏蔽库仑势系统的动力学和结构特性. 结果显示系统的扩散能力显著降低, 特别是在系统的整体结构方面将会呈现出圆球形聚合, 该结果与一些实验室上的发现有类似之处. 当然, 准确描述尘埃等离子体系统还取决于本模型的进一步完善. 实验室常见大小磁场对二维尘埃等离子体系统的影响是本文关心的另外一个方面, 本文应用分子动力学方法对此也做了一定的研究. 上述结果为理解真实尘埃等离子体系统特征提供了一定的理论依据, 为建立更完善的理论模型奠定了基础.

- [1] Chu J H, Lin I 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 4009
- [2] Thomas H, Morfill G E, Demmel V 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 652
- [3] Kong W, Wang X, Liu S F, Hu B L, Wang L 2007 *Commun. Theor. Phys.* **47** 569
- [4] Kong W, Liu S F, Wang Q L, Hu B L, Wang L 2007 *J. Phys. A Math. Theor.* **40** 1171
- [5] Liu S F, Wang X, Hu B L, Wang L, Liu Y H 2005 *J. Phys. A Math. Gen.* **38** 1
- [6] Liu B, Liu Y H, Chen Y P, Yang S Z, Wang L 2003 *Chin. Phys.* **12** 765
- [7] Liu Y H, Liu B, Yang S Z, Wang L 2002 *J. Phys. A Math. Gen.* **35** 9535
- [8] Hua J J, Liu Y H, Ye M F, Wang L, Zhang Z H 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 155
- [9] Yang X F, Wang X G, Liu Y 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4938
- [10] Zhang L P, Xue J K 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2594
- [11] Xue J K 2006 *Chin. Phys.* **15** 562
- [12] Huang F, Ye M F, Wang L, Jiang N 2004 *Chin. Phys.* **13** 1896
- [13] Sun X X, Wang C H, Wang X G 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 771
- [14] Ren L W, Wang Z X, Liu Y 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 767
- [15] Sun X W, Chu Y D, Liu Z J, Liu Y X, Wang C W, Liu W M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5830 (in Chinese) [孙小伟, 褚衍东, 刘子江, 刘玉孝, 王成伟, 刘维民 2005 物理学报 **54** 5830]
- [16] Li P, Ning X J, Wang Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2847 (in Chinese) [李鹏, 宁西京, 王音 2005 物理学报 **54** 2847]
- [17] Hou L J, Wang Y N 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 0434 (in Chinese) [侯璐景, 王友年 2003 物理学报 **52** 0434]
- [18] Liu J Y, Chen L, Wang F, Wang N, Duan P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8692 (in Chinese) [刘金远, 陈龙, 王丰, 王楠, 段萍 2010 物理学报 **59** 8692]
- [19] Xi Y B, Zhang Y, Wang X G, Liu Y, Yu H, Jiang D G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 165 (in Chinese) [奚衍斌, 张宇, 王晓刚, 刘悦, 余虹, 姜东光 2005 物理学报 **54** 165]
- [20] Resendes D R, Mendonca J T, Shukla P K 1998 *Phys. Lett. A* **239** 181
- [21] Hamaguchi S, Rarouki R T 1994 *Phys. Rev. E* **49** 4430
- [22] Choi S J, Kushner M J 1993 *Appl. Phys. Lett.* **62** 2197
- [23] Boeuf J P 1992 *Phys. Rev. A* **46** 7910
- [24] Liu Y H, Liu B, Yang S Z, Wang L 2002 *J. Phys. A Math. Theor.* **35** 9535
- [25] Oliver Arp, Dietmar Block, Alexander Piel 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 165004
- [26] Wang Z X, Liu J Y, Zou X, Liu Y, Wang X G 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 0793 (in Chinese) [王正涵, 刘金远, 邹秀, 刘悦, 王晓刚 2004 物理学报 **53** 0793]

# Dynamical and structural properties of two-dimensional dusty plasma with modified screened coulomb potential\*

Zhang Chong-Long<sup>1)</sup> Kong Wei<sup>2)</sup>† Yang Fang<sup>3)</sup> Liu Song-Fen<sup>1)</sup> Hu Bei-Lai<sup>1)</sup>

1) (Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

2) (Department of Chemistry, Nankai University, Tianjin 300071, China)

3) (College of Science, Civil Aviation University of China, Tianjin 300300, China)

(Received 5 August 2012; revised manuscript received 16 December 2012)

## Abstract

The modified screened Coulomb potential is obtained with considering the changes of plasma number density. Both the analytical results and molecular dynamical simulation show that the modification due to the changes of number density has a minor effect on the dynamical and structural properties of the two-dimensional dusty plasmas. However, further modifications including such as the particle size, ion drag force and pressure force possibly change the profile of the spherically asymmetric Coulomb potential. Motivated by the above speculation, the modified screened Coulomb potential with a set of margin parameters is used to investigate the dynamical and structural properties of the two-dimensional dusty plasmas. It is found that the diffusion of system is extensively decreased, particularly, a circle configuration is formed, which is similar to the experimental observation of spherical assemble. Additionally, a uniform magnetic field is used to investigate the effects on the dynamical and structural properties of the two-dimensional dusty plasmas.

**Keywords:** modified screened Coulomb potential, two-dimensional dusty plasmas, molecular dynamical simulation

**PACS:** 52.27.Lw, 52.30.-q, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.62.095201

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11105077), and the Civil Aviation University of China Foundation, China (Grant No. 08QD07X).

† Corresponding author. E-mail: kwphys@mail.nankai.edu.cn