

徐芳轲, 石雁祥. 2014. 极区中层尘埃等离子体中的尘埃声波研究. 地球物理学报, 57(11):3558-3563, doi:10. 6038/cjg20141108.  
Xu F K, Shi Y X. 2014. Studying the dust-acoustic modes of dusty plasma in the polar mesosphere. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 57(11):3558-3563, doi:10. 6038/cjg20141108.

# 极区中层尘埃等离子体中的尘埃声波研究

徐芳轲, 石雁祥\*

伊犁师范学院电子与信息工程学院, 新疆 伊宁 835000

**摘要** 基于统计方法的自洽场理论, 考虑了带电粒子与中性分子的碰撞以及对尘埃粒子的充电过程, 建立了弱电离尘埃等离子体的纵波色散关系. 分析了极区中层大气 80~90 km 高度范围内的尘埃声波的不稳定性. 研究表明, 极区中层大气中的尘埃声波有不稳定的模式, 不稳定的波模对进一步解释极区中层尘埃等离子体的分层结构可能有重要意义.

**关键词** 极区中层; 尘埃声波; 色散关系; 不稳定性

doi:10. 6038/cjg20141108

中图分类号 P352

收稿日期 2014-04-28, 2014-10-29 收修定稿

## Studying the dust-acoustic modes of dusty plasma in the polar mesosphere

XU Fang-Ke, SHI Yan-Xiang\*

Department of Electronics and Information Engineering, Yili Normal University, Yining Xinjiang 835000, China

**Abstract** Taking into account the influence of charged particles-neutral collision and dusty particle charging processes, the dispersion relation of longitudinal waves in the weakly ionized dusty plasma was established by means of a self-consistent theory based on statistical approach. The instability of dust-acoustic waves between 80~90 km of the polar mesosphere was analyzed. It is shown that the instability modes of the dust-acoustic waves exist in this region. The existences of the instability modes are important for us to understand the layered structure of the polar mesosphere.

**Keywords** Polar mesosphere; Dust-acoustic waves; Dispersion relation; Instability

## 1 引言

极区中层夏季回波(PMSE)是发生在极区中层 80~90 km 高度范围内异常强的雷达反射回波. 1979 年, Ecklund 和 Balsley 首次用 MST 雷达观察到了这种现象, 它出现在每年夏季的 5 月中旬到 8 月中旬. 雷达和火箭的联合探测实验表明, 极区中层是由电子、离子、带电尘埃粒子以及浓度相对很高

的分子组成的弱电离尘埃等离子体系(Rapp and Lübken, 2004; La Hoz, et al., 2005; Havnes et al., 2001; Chilson and Kirkwood, 2001; Ress et al., 2000; Hosokawa et al., 2004; Havnes et al., 2001; 蒋成进和李芳, 2006). Roger 等考虑了尘埃粒子的作用, 理论推导出了一个新的反射率表达式, 并由此推断在极区中层高度上 PMSE 和尘埃粒子浓度之间存在着紧密的关系(Varney et al., 2011), 实际观测也证实了这一结论(Hervig et al., 2011; Morris

**基金项目** 国家自然科学基金(11265016)资助

**作者简介** 徐芳轲, 女, 生于 1988 年, 伊犁师范学院在读硕士研究生, 主要从事极区中层弱电离尘埃等离子体纵波特性的理论研究.

\* **通讯作者** 石雁祥, 男, 生于 1963 年, 教授, 毕业于西安电子科技大学, 获无线电物理专业理学博士学位, 主要从事复杂系统中的信号传输与可控性研究. E-mail: stonm1234@aliyun.com

et al., 2012). 实验发现, 在 80~90 km 的高度范围内, 这种弱电离的尘埃等离子体有明显的分层结构, 进一步的研究表明, PMSE 现象的产生与这些特殊的分层结构有非常密切的联系 (Rapp 2004; La Hoz, et al., 2005; Havnes et al., 2001; Chilson and Kirkwood, 2001; Ress et al., 2000; Hosokawa et al., 2004; Havnes et al., 2001; 蒋成进和李芳, 2006; 李海龙等, 2010; 李辉等, 2009). 弱电离尘埃等离子体分层结构形成的原因主要有两种观点: 大气湍流理论认为, 大气扰动引发了带电尘埃粒子浓度的起伏, 带电尘埃粒子的起伏带动了电子和离子, 进而导致了这种不规则的分层结构. 然而实验的观测统计表明, 在 85 km 以下的 PMSE 现象与大气湍流之间的相关性不强 (Hill et al., 1999); 另一种观点认为, 不规则分层结构是尘埃等离子体不稳定性演变的一种结果性 (Pfaff et al., 2001; Shimogawa and Hillzworth, 2009; Ogawa et al., 2011). 在引入外电场的情形下, Angelo 讨论了极区中层的离子声波和尘埃声波的特性, 得出了不稳定是分层结构形成的原因的结论 (N. D., 2005). 极区中层外电场的存在问题, 目前还没有通过实验给予证实. 本文研究不考虑外电场时, 极区中层尘埃声波的不稳定性问题.

研究尘埃等离子体不稳定性途径之一是分析尘埃等离子体纵波色散关系. 以往的尘埃等离子体纵波色散关系主要是针对实验室尘埃等离子体的, 这些理论一般不适用于极区中层大气这样的弱电离尘埃等离子体 (Ma and Yu, 1994; Tsytovich and Angelis, 1999; Ivlev et al., 1999; Zhang and Xue, 2008). 与实验室尘埃等离子体不同, 极区中层的带电粒子与中性分子的碰撞频率远大于带电粒子之间的碰撞频率, 与相应的带电粒子的等离子体频率在量级上接近 (石雁祥等, 2008). 因而, 在建立尘埃等离子体不稳定性纵波色散关系时, 必须将带电粒子与中性分子的碰撞作为一个主要的因素加以考虑, 同时要考虑电子和离子对带电尘埃粒子的充电作用. 本文在统计力学框架下 (Ichimaru, 1973), 考虑了碰撞和充电两种因素, 建立了极区中层弱电离尘埃等离子体的纵波色散关系, 分析了极区中层尘埃声波的不稳定性.

## 2 基本理论

考虑一种未磁化、非简并、弱电离的尘埃等离子体. 它由电子、一次电离的离子、带负电的尘埃

粒子和分子组成. 忽略尘埃粒子之间的库仑耦合作用 (极区中层尘埃耦合系数远小于 1), 在弱电离尘埃等离子体中, 带电粒子  $\alpha$  的分布函数的微扰  $\delta f_\alpha$  由 Alexandrov 等 (1984) 给出:

$$\delta f_\alpha = -\frac{e_\alpha k \phi}{m_\alpha (\omega + i \nu_{\alpha n} - k v_x)} \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial v_x} + \frac{i \nu_{\alpha n} f_{\alpha 0}}{n_{\alpha 0} (\omega + i \nu_{\alpha n} - k v_x)} \int_{-\infty}^{\infty} \delta f_\alpha dv_x, \quad (1)$$

(1) 式是玻耳兹曼方程考虑一维情形, 并设  $\delta f_\alpha$  按  $\exp(-i\omega t + ikx)$  变化时给出的解. 这里  $f_{\alpha 0} = n_{\alpha 0} \Phi_{\alpha n}$  是无外场作用时的静态分布函数;  $n_{\alpha 0}$  是带电粒子的静态浓度;  $\Phi_{\alpha n} = (m_\alpha/2\pi\kappa T_\alpha)^{3/2} \exp(-m_\alpha v^2/2T_\alpha)$  是不考虑定向流速时标准的归一化 Maxwell 分布函数;  $\kappa = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$  是玻耳兹曼常数;  $\alpha = e, i, d$  代表粒子种类,  $e, i, d$  分别为电子、离子和尘埃粒子;  $e_\alpha, m_\alpha, n_\alpha$  分别表示带电粒子的电量、质量及浓度 (对电子  $e_\alpha = -e$ , 对离子  $e_\alpha = e$ , 对尘埃粒子  $e_\alpha = q_d$ );  $\nu_{\alpha n}$  是带电粒子与中性分子的碰撞频率, 它可由下式计算 (Shukla and Mamun, 2002):

$$\nu_{\alpha n} = n_n \sigma_\alpha V_{T_\alpha} \quad (\alpha = e, i, d), \quad (2)$$

式中  $V_{T_\alpha} = \sqrt{\kappa T_\alpha/m_\alpha}$  是带电粒子的热速度;  $n_n$  是分子的浓度;  $\sigma_\alpha$  是分子的碰撞截面. 计算中常取  $\sigma_\alpha = 5 \times 10^{-21} \text{ m}^2$ .

设由纵波而引起的带电粒子的密度扰动为  $\bar{n}_\alpha$ , 则

$$\bar{n}_\alpha = \int \delta f_\alpha d^3 v. \quad (3)$$

尘埃粒子充电方程是 (Shukla and Mamun, 2002)

$$\frac{\partial \bar{q}_d}{\partial t} + \nu_{ch} \bar{q}_d = \sum_{\alpha=e,i} \bar{I}_\alpha, \quad (4)$$

这里  $\bar{q}_d$  是尘埃粒子受扰动时在平均电量  $q_{d0}$  附近的起伏值;  $\nu_{ch}$  是电荷弛豫速率,

$$\nu_{ch} = e |I_{e0}| \left( \frac{1}{C\kappa T_e} + \frac{1}{C\kappa T_i - eq_{d0}} \right), \quad (5)$$

(5) 式中的  $|I_{e0}|$  是充电平衡时的充电电流, 它由充电平衡条件以及电中性条件得到 (D'Angelo, 2005);  $C$  是尘埃粒子电容, 它与尘埃粒子半径  $r_d$  及尘埃等离子体德拜半径  $\lambda_d$  的关系是  $C = r_d \exp(-r_d/\lambda_d)$ ;  $\bar{I}_\alpha$  是与扰动相关联的电子和离子对尘埃粒子的充电电流 (Shukla and Mamun, 2002):

$$\bar{I}_\alpha = e_\alpha \int_{v_{m\alpha}}^{\infty} \nu \sigma_\alpha^d \delta f_\alpha d^3 v, \quad (6)$$

(6) 式中积分下限  $v_{m\alpha}$  是带电粒子接近尘埃粒子表面应具有的最小速度, 考虑尘埃粒子带负电, 则对离子  $v_{mi} = 0$ , 对电子  $v_{me} = (-2eq_{d0}/m_e C)^{1/2}$ .  $\sigma_\alpha^d$  为电子和离子对尘埃粒子的充电截面.

$$\sigma_a^d = \pi a^2 \left( 1 - \frac{2e_a q_{d0}}{m_e C v^2} \right), \quad (7)$$

带电粒子的密度扰动  $\bar{n}_a$  以及尘埃粒子的电量扰动  $\bar{q}_d$  与自洽场  $\phi$  满足 Poisson's 方程:

$$\nabla^2 \phi = -4\pi \left( \sum_{a=e,i} e_a \bar{n}_a + \bar{q}_d n_{d0} \right), \quad (8)$$

设  $\phi, \bar{q}_d$  以  $\exp(-i\omega t + ikx)$  规律变化. 利用(3)—(8)式以及  $q_d \bar{n}_d \approx q_{d0} \bar{n}_d$  的关系 ( $q = q_0 + \bar{q}$ ) 可得到

$$\epsilon^{lo}(\omega, k) \phi = 0, \quad (9)$$

$\epsilon^{lo}(\omega, k)$  是尘埃等离子体的纵介电常数. 对于尘埃等离子体的纵波,  $\phi \neq 0$ , 所以有

$$\epsilon^{lo}(\omega, k) = 1 + \sum_{a=e,i,d} \chi_a + \sum_{a=e,i} \chi_{qa} + \sum_{a=e,i} \chi_{qac} = 0, \quad (10)$$

$$\chi_a = \frac{k_{Da}^2}{k^2} \frac{W(\xi_a)}{1 - i \frac{\nu_{\omega a}}{\omega + i \nu_{\omega a}} (1 - W(\xi_a))}, \quad (11)$$

$$\chi_{qa} = -i \frac{\beta_a \omega_{pa}^2}{(\omega + i \nu_{ch})(\omega + i \nu_{\omega a})^2}, \quad (12)$$

$$\chi_{qac} = -\chi_a \frac{\nu_{ad} \nu_{\omega a}}{(\omega + i \nu_{ch})(\omega + i \nu_{\omega a})} \left( 1 + \frac{4\pi}{3} \left( \frac{kV_{Ta}}{\omega + i \nu_{\omega a}} \right)^2 \right). \quad (13)$$

(10)式即为弱电离尘埃等离子体中的纵波色散关系. 同时考虑充电及带电粒子与中性分子碰撞的情形, 我们首次给出了这个色散关系. 式中,  $\chi_a$  是与碰撞有关的尘埃等离子体极化率;  $\chi_{qa}$  是与尘埃粒子的充电相关联的极化率; 而  $\chi_{qac}$  是与碰撞和充电耦合过程相关联的极化率.  $W(\xi_a)$  是色散函数 (Ichimaru, 1973), 对于  $|\xi_a| = |(\omega + i \nu_{\omega a})/kV_{Ta}| \gg 1$ , 有

$$W_a(\xi_a) = i \left( \frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \xi_a \exp\left(-\frac{\xi_a^2}{2}\right) - \frac{1}{\xi_a^2} - \frac{3}{\xi_a^4} - \dots - \frac{(2n-1)!}{\xi_a^{2n}}, \quad (14)$$

(10)—(13)式中  $\omega_{pa} = \sqrt{4\pi n_a e_a^2 / m_a}$  是带电粒子  $\alpha$  的等离子频率,  $k_{Da} = \omega_{pa} / V_{Ta}$  是  $\alpha$  粒子的德拜波数; 其他各量为

$$\beta_e = \frac{4}{3} \nu_{ed} \left( 1 + \frac{Ze^2}{2\kappa T_e C} \right); \quad \beta_i = \frac{4}{3} \nu_{id}; \quad (15)$$

$$\nu_{ed} = \left( \frac{8\kappa T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_{d0} \pi r_d^2 \exp\left(-\frac{Ze^2}{\kappa T_e C}\right), \quad (16)$$

$$\nu_{id} = \left( \frac{8\kappa T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_{d0} \pi r_d^2 \left( 1 + \frac{Ze^2}{\kappa T_e C} \right). \quad (17)$$

这里,  $\nu_{ed}, \nu_{id}$  分别是电子与尘埃粒子、离子与尘埃粒子的碰撞频率, 它与尘埃粒子的浓度, 与带电粒子相关的碰撞截面以及平均速度有关.  $Z$  是尘埃粒子的电荷数, 尘埃粒子带负电时  $q_{d0} = -Ze$ ,  $Z$  为正值. 在

不含尘埃粒子或不考虑碰撞的情况下, 由  $\nu_{\omega a} = 0$  或  $n_{d0} = 0$  可分别得到 Ma and Yu(1994)及 Alexandrov 等(1984)给出的结果. 以下从(10)—(13)式出发讨论极区中层尘埃声波的频谱和不稳定性.

### 3 极区中层尘埃声波的频谱及不稳定性

为简化(10)式, 需要对有关参量做出量级上的估计. 由 Rapp and Lübken(2004)给出了极区中层大气不同高度的带电粒子的浓度, 如表 1 所示, 其中的尘埃粒子给出的是电荷数浓度 (即尘埃粒子的浓度乘以它的电荷数); 此外, 尘埃粒子的半径大小分布在  $10 \sim 50$  nm 之间, 计算时统一取 30 nm. 由 Havnes 等(2001)给出极区  $80 \sim 90$  km 的大气分子的浓度在  $5 \times 10^{14} \sim 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  之间并随高度升高而减小, 计算时统一取  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ; 大气温度取 130 K; 分子质量取空气分子量, 那么离子质量  $m_i = 5 \times 10^{-23} \text{ g}$ ; 电子质量  $m_e = 9.1 \times 10^{-29} \text{ g}$ ; 尘埃粒子质量  $m_d = 3.05 \times 10^{-16} \text{ g}$ , 带电荷数  $Z$  约为 1.

表 1 极区中层大气尘埃等离子体的测量参数

Table 1 The parameters of dust plasmas in the polar mesosphere

高度/km	84	85.5	86.5	87.5	88
$n_e/\text{cm}^{-3}$	3200	20	3550	800	3200
$Zn_d/\text{cm}^{-3}$	1000	3750	2300	3450	2000
$n_i/\text{cm}^{-3}$	4200	3770	5850	4250	5200

根据以上的测量参数, 计算出极区中层相关各参量如表 2 所示.

表 2 极区中层大气相关参量的定量估计

Table 2 Estimating for related parameters of polar mesosphere in quantity

高度/km	84	85.5	86.5	87.5	88
$\omega_{pe}/\text{Hz}$	$3.19 \times 10^6$	$1.78 \times 10^5$	$3.36 \times 10^6$	$1.60 \times 10^6$	$3.19 \times 10^6$
$\omega_{pi}/\text{Hz}$	$1.56 \times 10^4$	$1.48 \times 10^4$	$1.84 \times 10^4$	$1.57 \times 10^4$	$1.74 \times 10^4$
$\omega_{pd}/\text{Hz}$	5.33	10	8.09	9.9	7.54
$\nu_{ch}/\text{Hz}$	0.097	0.087	0.13	0.098	0.12
$\nu_{en}/\text{Hz}$	$4.44 \times 10^6$	$4.44 \times 10^6$	$4.44 \times 10^6$	$4.44 \times 10^6$	$4.44 \times 10^6$
$\nu_{in}/\text{Hz}$	$1.89 \times 10^4$	$1.89 \times 10^4$	$1.89 \times 10^4$	$1.89 \times 10^4$	$1.89 \times 10^4$
$\nu_{dn}/\text{Hz}$	7.67	7.67	7.67	7.67	7.67

表 2 中,  $\omega_{pe}, \omega_{pi}, \omega_{pd}$  分别代表电子、离子、尘埃粒子的等离子体频率;  $\nu_{ch}$  代表电荷弛豫速率;  $\nu_{en}, \nu_{in}, \nu_{dn}$  分别代表电子、离子、尘埃粒子与中性分子的

碰撞频率.

根据表 2 中的参数,考虑满足  $kV_{Td} \ll |\omega + i\nu_{dn}| \ll$

$kV_{Te}, kV_{Ti}$  以及  $|\omega| \leq \nu_{en}, \nu_{in}$  条件的尘埃声波,将 (10) 式简化为

$$\frac{k^2 + k_{De}^2 + k_{Di}^2}{k^2} + \frac{k_{Dd}^2}{k^2} \frac{W(\xi_d)}{1 - i \frac{\nu_{dn}}{\omega + i\nu_{dn}} (1 - W(\xi_d))} + i \frac{\beta_e \omega_{pe}^2}{\nu_{en}^2 (\omega + i\nu_{ch})} + i \frac{\beta_i \omega_{pi}^2}{\nu_{in}^2 (\omega + i\nu_{ch})} + i \frac{k_{De}^2}{k^2} \frac{\nu_{ed}}{(\omega + i\nu_{ch})} \left(1 - \frac{4\pi k^2 V_{Te}^2}{3\nu_{en}^2}\right) + i \frac{k_{Di}^2}{k^2} \frac{\nu_{id}}{(\omega + i\nu_{ch})} \left(1 - \frac{4\pi k^2 V_{Ti}^2}{3\nu_{in}^2}\right) = 0, \quad (18)$$

(18) 式是关于  $\omega$  的方程,该方程的次数与 (14) 式中的色散函数  $W(\xi_a)$  取的项数有关. 考虑到当  $|\xi_a| = |(\omega + i\nu_{an})/kV_{Ta}| \gg 1$  时,  $W(\xi_a)$  中的  $|i(\pi/2)^{1/2} \xi_a \exp(-\xi_a^2/2)| \leq 1/\xi_a^2$ , 且  $|1/\xi_a^4|$  及以上项均远远小于  $|1/\xi_a^2|$ , 在  $W(\xi_a)$  中只取  $1/\xi_a^2$  项, 基于这些考虑, 将 (18) 式简化为关于  $\omega$  的一元四次方程

$$\omega^4 + b\omega^3 + c\omega^2 + d\omega + g = 0, \quad (19)$$

式中

$$b = i(2\nu_{dn} + \nu_{ch} + \Omega_0);$$

$$c = -(\nu_{dn}^2 + 2\nu_{ch}\nu_{dn} + 2\nu_{dn}\Omega_0 + \omega_{pd}^2\gamma);$$

$$d = -i(\omega_{pd}^2\nu_{ch} + \omega_{pd}^2\nu_{dn} + \nu_{ch}\nu_{dn}^2 + \omega_{pd}^2\nu_{dn}k^2/k_{Dd}^2 + \nu_{dn}^2\Omega_0);$$

$$g = (\omega_{pd}^2\nu_{dn}\nu_{ch}\gamma + \omega_{pd}^2\nu_{dn}\nu_{ch} \frac{k^2}{k_{Dd}^2} + \omega_{pd}^2\nu_{dn}\Omega_0 k^2/k_{Dd}^2);$$

$$\text{而 } \gamma = \frac{k^2}{k^2 + k_{De}^2 + k_{Di}^2};$$

$$\Omega_0 = \gamma \left( \sum_{\alpha=e,i} \frac{\beta_\alpha \omega_{p\alpha}^2}{\nu_{\alpha n}^2} + \sum_{\alpha=e,i} \nu_{\alpha d} \left( \frac{k_{D\alpha}^2}{k^2} - \frac{4\pi \omega_{p\alpha}^2}{3\nu_{\alpha n}^2} \right) \right);$$

运用费拉里法可求 (19) 式一元四次方程的解析解 (徐诚浩, 2012), 这里省略求解过程. 表 3 给出  $k = 0.01 k_{Dd}$  时不同高度尘埃声波的复角频率的四种模式.

表 3  $k=0.01 k_{Dd}$  时的复角频率

Table 3 Complex angle frequency when  $k=0.01 k_{Dd}$

高度 (km)	$\omega_1$	$\omega_2$	$\omega_3$	$\omega_4$
84	$-1.8 \times 10^{-6} + i13.3$	$-6 \times 10^{-4} - i0.0244$	$-6 \times 10^{-4} + i0.0399$	$3.9 \times 10^{-7} - i28.78$
85.5	$5.85 + i6.07$	$-5.85 + i6.07$	$5.5 \times 10^{-3} - i8.39$	$-2 \times 10^{-3} - i19$
86.5	$3 \times 10^{-3} + i6.5$	$5.8 \times 10^{-3} + i3.24$	$2.7 \times 10^{-3} - i2.34$	$-2 \times 10^{-4} - i22.85$
87.5	$6.98 + i6.71$	$-6.98 + i6.71$	$1.1 \times 10^{-2} - i11.79$	$-7.2 \times 10^{-3} - i17.08$
88	$8 \times 10^{-4} + i7.91$	$-2.8 \times 10^{-3} + i1.85$	$2.1 \times 10^{-3} - i1.57$	$1 \times 10^{-4} - i23.66$

从表 3 可以看出,复角频率的形式为  $\omega = \omega_r + i\omega_i$  ( $\omega_r$  是实部,  $\omega_i$  是虚部), 对以  $\exp(-i\omega t + ikx)$  规律变化的尘埃声波, 将  $\omega = \omega_r + i\omega_i$  代入  $\exp(-i\omega t + ikx)$  可知, 复角频率的虚部大于零表示它所对应的模式是增长的 (不稳定的); 复角频率虚部小于零的模式对应于尘埃声波的衰减模式. 表 3 中, 不同高度尘埃声波的四个模式中, 复角频率的虚部大于零的模式有两个. 需要说明的是, 为突出不稳定波模的主要模式, 这里把极区中层尘埃声波的色散关系简化成了一元四次方程, 由此给出的解表明, 极区中层以  $\exp(-i\omega t + ikx)$  规律变化的尘埃声波有不稳定的模式. 为给出尘埃声波的振荡频谱以及振幅随时间变化规律的直观描述, 以 85.5 km 高度为例, 将振幅归一化, 令  $Y(t) = \exp(0.1\omega_i t) \sin(\omega_r t)$ , 可得尘埃声波随时间 (单位: s) 变化的规律如图 1 所示, 为表现尘埃声波随时间逐步增长的规律, 这里将  $\omega$  的

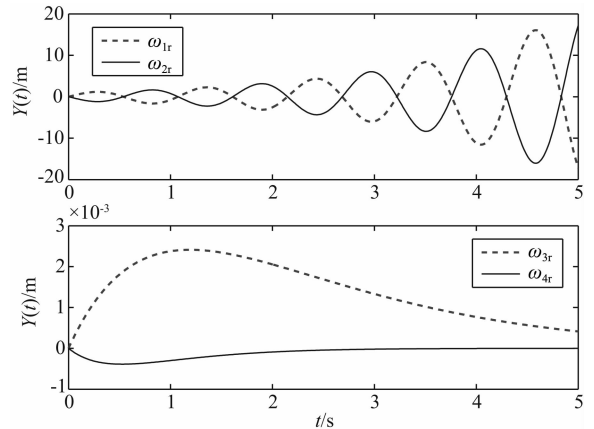
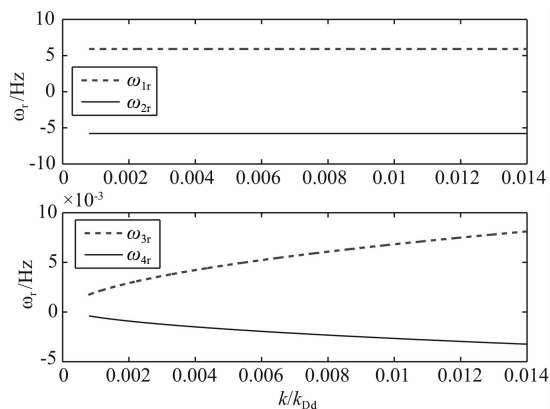


图 1 振幅  $Y(t)$  随时间的变化曲线

Fig. 1 Amplitude-time curve

虚部降低了一个量级.  $k$  在  $0.001 \sim 0.01 k_{Dd}$  范围内变化时, 给出四种模式的尘埃声波角频率 (实部, 单位: Hz) 随  $k$  的变化规律如图 2 所示.

图2 角频率(实部)随  $k$  的变化曲线Fig. 2 Angle frequency- $k$  curve

## 4 结论

本文同时考虑碰撞和充电两种因素,建立了极区中层弱电离尘埃等离子体的色散关系.研究发现,极区中层大气高度为 80~90 km 处的尘埃声波有不稳定的波模.这一不稳定性与 Langmuir 波、尘埃离子声波相互耦合,演变和发展可能是极区夏季中层特殊分层结构的一种形成机制;实验测量表明:85.5 km 和 87.5 km 两高度的尘埃粒子浓度很大,关于不稳定尘埃声波复角频率的虚部与尘埃粒子浓度的关系需要作进一步的研究.

## References

Alexandrov A F, Bogdankevich L S, Rukhadze A A. 1984. Principles of Plasma Electrodynamics. New York: Springer-Verlag.

Chilson P B, Kirkwood S, Häggström I. 2001. Frequency domain interferometry mode observations of PMSE using the EISCAT VHF radar. *Ann. Geophys.*, 18: 1599-1612.

D'Angelo N. 2005. IA/DA waves and polar mesospheric summer echoes. *Phys. Lett. A.*, 336(2-3): 204-209.

Havnes O, Brattli A, Aslaksen T, et al. 2001. First common volume observations of layered Plasma Structures and polar mesospheric summer echoes by rocket and radar. *J. Geophys. Res.*, 28(8): 1419-1422.

Havnes O, Aslaksen T, Brattli A. 2001. Charged dust in the earth's middle atmosphere. *Physica Scripta*, T89: 133-137.

Hervig M E, Rapp M, Latteck R, et al. 2011. Observations of mesospheric ice particles from the ALWIN radar and SOFIE. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 73(14-15): 2176-2183.

Hill R J, Gibson-Wilde D E, Weme J A, et al. 1999. Turbulence-induced fluctuations in ionization and application to PMSE. *Earth Planets Space*, 51(7-8): 499-513.

Hosokawa K, Ogawa T, Yukimatu A S, et al. 2004. Statistics of Antarctic mesospheric echoes observed with the SuperDARN Syowa Radar. *Geophys. Res. Lett.*, 31: L02106.

Ichimaru S. 1973. Basic Principles of Plasma Physics; A Statistical Approach. London: Benjamin.

Ivlev A V, Samsonov D, Goree J, et al. 1999. Acoustic modes in a collisional dusty plasma. *Phys. Plasmas*, 6(3): 741-750.

Jiang C J, Li F. 2006. A study on properties of gravity waves in space dust plasma. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 49(5): 1250-1256.

La Hoz C, Havnes O, Næsheim L I, et al. 2006. Observations and theories of Polar mesospheric summer echoes at a Bragg wavelength of 16 cm. *J. Geophys. Res.*, 111(D0): 4203-4259.

Li H, Wu J, Wu J, et al. 2009. Study on the sharp boundary of layered dust structure in the summer polar Mesopause. *Chin. J. Polar Res.* (in Chinese), 21(4): 272-278.

Li H R, Wang M Y, Wu J, et al. 2010. Preliminary experiment analysis about PMSE artificial electron heating and overshoot. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 53(12): 2836-2842.

Ma J X, Yu M Y. 1994. Langmuir wave instability in a dusty plasma. *Phys. Rev. E.*, 50(4): 2431-2433.

Morris R J, Höffner J, Lübken F J, et al. 2012. Experimental evidence of a stratospheric circulation influence on mesospheric temperatures and ice-particles during the 2010-2011 austral summer at 69°S. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 89: 54-61.

Ogawa T, Kawamura S, Murayama Y. 2011. Mesosphere summer echoes observed with VHF and MF radars at Wakkanai, Japan (45.41°N). *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 73(14-15): 2132-2141.

Pfaff R, Holzworth R, Goldberg R, et al. 2001. Rocket probe observations of electric field irregularities in the polar summer mesosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 28(8): 1431-1434.

Rapp M, Lübken F J. 2004. Polar mesosphere summer echoes (PMSE); review of observations and current understanding. *Atmos. Chem. Phys.*, 4: 2601-2633.

Ress D, von Zahn U, von Cossart G, et al. 2000. Daytime Lidar measurements of the stratosphere and mesosphere at the Alomar observatory. *Adv. Space Res.*, 26(6): 893-902.

Shi Y X, Wang J, Wu J, et al. 2008. Characteristic parameters estimation of two weakly ionized dusty plasma. *Chin. J. Radio Sci.* (in Chinese), 23(1): 95-99.

Shimogawa M, Hillzworth R H. 2009. Electric field measurements in a NLC/PMSE region during the MASS/ECOMA campaign. *Ann. Geophys.*, 27: 1423-1430.

Shukla P K, Mamun A A. 2002. Introduction to Dust Plasma Physics. London: IOP Publishing Ltd.

Tsytoich V N, de Angelis U. 1999. Kinetic theory of dusty plasma. I. General approach. *Phys. Plasmas*, 6(4): 1093-1106.

Varney R H, Kelley M C, Nicolls M J, et al. 2011. The electron density dependence of polar mesospheric summer echoes. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 73(14-15): 2153-2165.

Xu C H. 2012. Classical Mathematical Problems and Galois Theory (in Chinese). Harbin: Harbin Industrial University Press.

Zhang L P, Xue J K. 2008. The instability of dust acoustic waves in inhomogeneous dusty plasmas with non-adiabatic dust charge fluctuation. *Chin. Phys. B*, 17(7): 2594-2599.

### 附中文参考文献

蒋成进,李芳. 2006. 空间尘埃等离子体中的重力波特性. *地球物理学报*, 49(5): 1250-1256.

李辉, 吴健, 吴军等. 2009. 极区夏季中层顶尘埃分层的锐边界结构研究. *极地研究*, 21(4): 272-278.

李海龙, 王茂琰, 吴健等. 2010. PMSE 人工电子加热和过冲实验的初步研究. *地球物理学报*, 53(12): 2836-2842.

石雁祥, 王菊, 吴健等. 2008. 对两种弱电离尘埃等离子体特征参数的定量估计. *电波科学学报*, 23(1): 95-99.

徐诚浩. 2012. 古典数学难题与伽罗瓦理论. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社.

(本文编辑 汪海英)