

空间尘埃等离子体的 K-H 不稳定性研究进展

路 立

(中国科学院空间科学与应用研究中心,北京,100080)

李中元

(中国科学技术大学地球与空间科学系,安徽 合肥,230026)

摘 要 本文对空间尘埃等离子体的 K-H 不稳定性的研究现状作了概要的综述。总结了尘埃等离子体 K-H 不稳定性研究的多元等离子体模型和尘埃粒子充电涨落情况下的尘埃等离子体模型的主要研究成果及其在空间研究领域的应用,并讨论了该课题的研究前景。指出,尘埃等离子体的 MHD 研究尚在起步阶段,目前对尘埃等离子体 K-H 不稳定性的研究仅局限于简单物理模型的线性理论探讨。当尘埃带电变化的阻尼效应很强时,其非线性效应的数值模拟将变得更有意义。尘埃颗粒的带电涨落与质量和体积变化也将使得这门学科更具有挑战性。随着对彗星大气和行星环等空间环境的卫星探测资料的积累,尘埃等离子体 K-H 不稳定性研究的理论模型将更接近空间物理真实。

关键词 尘埃等离子体 K-H 不稳定性 尘埃粒子充电涨落

The Advances in K-H Instability Studies for Space Dusty Plasmas

LU Li

(Laboratory for Space Weather, Center for Space Science and Applied Research, CAS, Beijing, 100080)

LI Zhongyuan

(Department of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui, 230026)

Abstract A brief summary of the advances in K-H instability studies is made for space dusty plasmas. The main results of K-H instabilities for multi-components dusty plasma model and dust charge fluctuation model are concluded together with their possible applications in cometary tail environments, and further prospects of this subject are also discussed. The study of dusty plasma K-H instabilities is so far localized in linear-theory discussion with the simple physical model. For strong damping effect caused by dust charge fluctuations, the dusty plasma nonlinear-simulation will become more significant. Dust charge fluctuations as well as the variations of the mass and volume of dusty grains will make this subject even more challenging. With the accumulation of exploration data by satellites in the space environment, the theoretical model for dusty plasma K-H instabilities will be better approaching the space physical reality.

Key words dusty plasma K-H instability dust charge fluctuation

在彗星及其他行星空间等离子体环境中存在着大量的带电尘埃颗粒。这些尘埃颗粒的带电性质、分布和运动状态主要受到环境中辐射光压、等离子体拖拽和电磁场的影响,其中半径在亚微米量级带电尘粒的空间分布受电磁力作用的影响很大(李中元等,1998)。经常观测到的彗尾漂移和波浪形彗

尾结构揭示了彗尾边界表面波的存在,这与行星际太阳风吹拂引起的流体剪切以及不同行星际磁场扇区中太阳风磁场方向的转换有关。在含有大量带电尘埃粒子的空间等离子体环境中,尘埃等离子体的动力学行为日益成为等离子体物理研究中一个新的生长点。

早期的尘埃等离子体研究工作主要涉及等离子体中孤立尘粒的充电、屏蔽、电荷极性转换、静电爆裂和凝结以及其运动行为等物理过程(Spitzer , 1978 ;Draine 等 ,1979 ; Whipple , 1981 ; Whipple 等 , 1985 ;Ellis 等 ,1991 ;Aslaksen 等 ,1994)。当这些带电尘埃粒子的数量在整个等离子体粒子中占有一定比例(例如当带电尘埃粒子的德拜半径与带电尘埃粒子之间的平均距离相当)时,其集体效应将不容忽视。由此引发的低频尘埃等离子体波及其不稳定性研究(Dobrowolny 等 ,1972 ;Eshkovich 等 ,1973 ; Pilipp 等 ,1978 ; Angelis 等 ,1988 ;D ' Angelo 等 , 1990 ;Rao 等 ,1990 ;Melandso 等 ,1993 ;Rao ,1993 ; Rawat 等 ,1993 ;Ma ,1995 ;Shi 等 ,1996 ;Wang 等 , 1996 ;石志东等 ,1997a ,1997b ; Singh 等 , 1998 ; Rao ,1999)正吸引着越来越多的磁流体力学和等离子体物理学工作者的关注。

在实际空间环境中,尘埃粒子的形状、大小、带电性质和带电数量都具有一定的分布。当尘埃粒子的特征尺度远小于其特征波长和尘埃粒子之间距离时,尘埃粒子可视为质点处理。假定尘埃粒子具有相同的质量和电荷量,则可将其作为一种流体组分处理。一般说来,尘埃粒子的质量远大于离子质量,而其荷质比又远小于离子荷质比。加之其质量和电荷量又在一定范围内具有不确定性,这使得带电尘埃粒子在物理性质上不能等同于一般重离子组分。

Rao 等人(1990)的尘埃等离子体模型中将尘埃粒子描述成具有相同质量和电荷量的“重离子”。设环境中电子和质子处于热平衡态,系统的惯性质量由尘埃组分提供,他们由磁流体力学理论推导出一种新的类声波模,称为“尘埃声波”。Melandso 等人(1993)考虑相同质量的尘埃粒子带电涨落特性,发现了与尘埃充电机制有关的阻尼效应。石志东等人(1997a , 1997b)在相同的假定情况下,研究了尘埃粒子带电涨落对尘埃磁声波和彗星环境中静电波的影响。

经典 MHD 的 K-H 不稳定性是研究两层均匀等离子体相对流动时,在其切向间断面上产生的不稳定性。随着空间探测资料的丰富,描述空间环境中两层均匀等离子体相对流动锐边界的切向间断面物理模型被具有一定厚度的非均匀剪切流过渡层取代。为了使经典 MHD 的 K-H 不稳定性理论能适用于应用现代探测手段后对空间环境的新认知,人们尝试着对其物理模型进行修正。Lee 等人(1981)以及杨少峰等(1985)提出了均匀边界层模型描述地

球磁层顶边界层的 K-H 不稳定性,把经典模型中的一个切向间断面推广为在一定空间范围内的多个切向间断面。物理模型的改进带来了数学求解的巨大困难,他们对具体物理问题进行讨论时不得不用数值解取代解析解。随着计算机模拟技术的进步,更接近物理真实的数值模拟可以方便地用于描述 K-H 不稳定性的线性和非线性演化过程(Miura , 1982 , 1984 , 1990 , 1992 ; Wu , 1986 ; Farrugia 等 , 1998)。但是,数值模拟中多种因素的综合作用又对物理过程的本质性认知带来一定的不确定性。在尘埃等离子体 K-H 不稳定性研究中,人们提出了非均匀剪切流过渡层模型,并假设在一定的过渡层厚度范围内剪切面内传播的扰动波幅度在法线方向没有明显变化,由此的简化假设来回避数学求解的困难,使得 MHD 的 K-H 不稳定性物理模型更接近空间环境的物理真实,把经典 K-H 不稳定性模型中产生 K-H 不稳定性的两均匀流层相对速度的讨论引申为非均匀剪切流过渡层模型中流场分布的法向剪切产生 K-H 不稳定性的讨论。尘埃等离子体 K-H 不稳定性主要是研究尘埃离子含量以及尘埃粒子带电涨落对不稳定性的影响,同时也为空间特定区域的数值模拟研究提供理论指导。本文仅对尘埃等离子体 K-H 不稳定性的非均匀剪切流模型的研究结果和进展情况给予综述。

1 含有带电尘埃粒子的多元等离子体 K-H 不稳定性

在尘埃等离子体动力学研究中,最简单的模型是将尘埃粒子描述成具有相同质量和电荷量的“重离子”组分,从而把尘埃等离子体转化为多元等离子体的讨论。

D ' Angelo 等(1990)研究了在低频扰动情况下,磁化尘埃等离子体质子剪切流结构的 K-H 不稳定性,假定尘埃粒子具有相同质量和电荷量,而且处于静止状态。在磁场 B 和温度 T 均匀的条件下,离子流控制方程由离子的连续性方程和动量方程组成:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i v_i) = 0 \quad (1)$$

$$m_i \frac{\partial v_i}{\partial t} + m_i (v_i \cdot \nabla) v_i + \frac{k_B T_i}{n_i} \nabla n_i + e \nabla \varphi - e (v_i \times B) = 0 \quad (2)$$

设离子分布初态和离子剪切流分别为:

$$n_i(x) = n_{i0} \exp - x/\lambda \quad (3)$$

$$v_i = [0, v_{i0,y}, v_{i0,z}(x)] \tag{4}$$

磁场 $B=(0,0,B_z)$,平衡电势 $\varphi_0=\varphi_0(x)$ 。考虑电子的玻尔兹曼分布和电中性条件:

$$n_e = n_{e0}\exp\left(\frac{e\varphi}{K_B T_e}\right) \tag{5}$$

$$n_i - n_e + Zn_{d0} = 0 \tag{6}$$

由磁流体力学线性理论得到了 K-H 不稳定性分别对带正、负电荷尘埃等离子体的质子剪切流不稳定性临界值 S_{crit} :

$$S_{crit} = \left(\frac{1}{\omega_{ci}}\right)\left(\frac{\partial v_{i0z}}{\partial x}\right) = \frac{1}{\omega_{ci}\lambda}\sqrt{\left(C_i^2 + \frac{k_B T_e}{m_i}\frac{1}{1-Z\epsilon}\right)} \tag{7}$$

其中 k_B 是玻尔兹曼常数; λ 为质子密度不均匀性分布的特征长度; ω_{ci} 、 C_i 和 m_i 分别为质子的回旋频率、声速和质量; T_e 为电子温度; Z 为尘埃粒子带电的电荷数; $\epsilon = n_{d0}/n_{i0}$ 为尘埃粒子数密度与质子数密度的比值。由上式可知,相邻两层流体的 K-H 不稳定性的质子相对流速的临界值与离子声速同量级。质子剪切流激发 K-H 不稳定性临界值相对尘埃粒子含量 $Z\epsilon$ 变化的分布如图 1 所示:

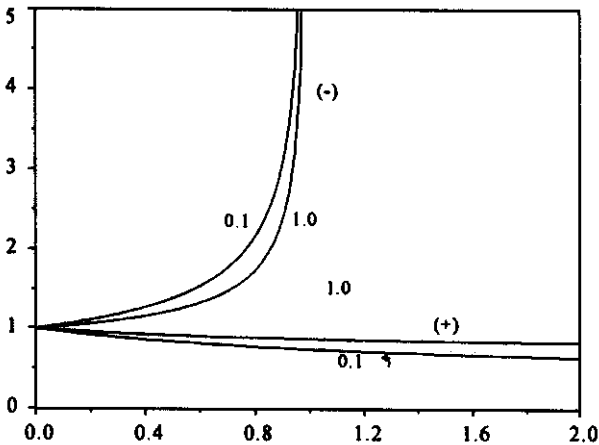


图 1 质子剪切流激发 K-H 不稳定性临界值相对尘埃粒子含量 $Z\epsilon$ 变化的分布图(D'Angelo 等,1990)。

Fig.1 The normalized critical shear excited by the sheared ion flow(D'Angelo et al.,1990).

横轴为 $Z\epsilon$ 轴 纵轴为 $S_{crit}/S_{crit}(Z\epsilon=0)$ 轴 (+) 表示带正电荷尘埃粒子 (-) 表示带负电荷尘埃粒子

对于带正电荷尘埃粒子,随着尘埃粒子相对质子的数密度的增大,不稳定性的质子剪切流速临界值略有下降。对于带负电荷尘埃粒子,随着尘埃粒子相对质子的数密度的增大,不稳定性的质子剪切流速临界值在 $Z\epsilon=1$ 处趋向无穷大。该模型适用

于尘埃粒子相对质子数密度很小的尘埃等离子体或不运动的尘埃等离子体,对于运动的尘埃等离子体,由于尘埃粒子的惯性质量远大于质子的惯性质量,尘埃等离子体的运动将占主导地位。

Rawat 等(1993)研究了相同情况下尘埃剪切流的 K-H 不稳定性。他们将方程(1)至(4)中对离子的描述改为带电尘埃粒子的描述,并忽略了方程(2)中的热压力项;设电子和离子均处于玻尔兹曼分布;从而得到的相邻两层流体的 K-H 不稳定性的尘埃相对流速的临界值在尘埃声波相速度(V_{DA} 等,1990; $V_{DA} = \sqrt{Z^2 n_{d0} T_i T_e / m_d (n_{i0} T_e + n_{e0} T_i)}$)的量级。尘埃剪切流速临界值

$$S_{crit} = \frac{1}{\omega_{ci}\lambda}\sqrt{\frac{Z^2 n_{d0} T_i T_e}{m_d (n_{i0} T_e + n_{e0} T_i)}} \tag{8}$$

对 $Z\epsilon$ 的分布如图 2 所示:

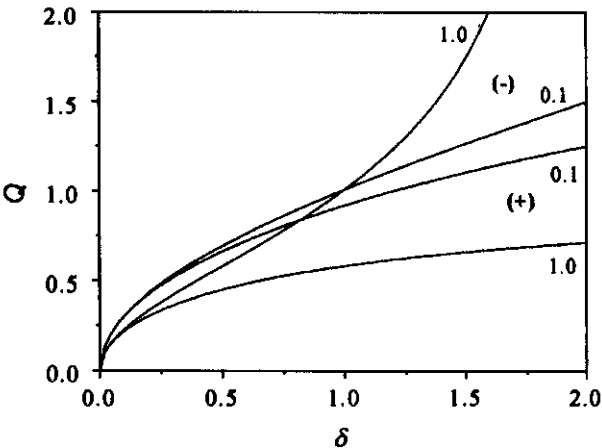


图 2 激发 K-H 不稳定性的尘埃剪切流速临界值对尘埃粒子相对含量 δ 的分布(Rawat 等,1993)

Fig.2 The normalized critical shear the excited by the sheared dusty plasma flow(Rawat et al.,1993) (+) 表示带正电荷尘埃粒子 (-) 表示带负电荷尘埃粒子

图中, Q 定义为 $Q = S_{crit}\lambda\omega_d (m_d/ZT_i)^{1/2}$; $\delta = Z\epsilon$; 其中,下角 d 表示尘埃粒子,其他符号意义同上。与 D'Angelo 等(1990)的结果相比,带负电荷的尘埃等离子体的临界剪切流速的截止范围增大,并与 T_i/T_e 有关。带正电荷的尘埃等离子体的临界剪切流速随 $Z\epsilon$ 的增加呈上升态势。对于较小的 $Z\epsilon$ 情况,带正、负电荷的尘埃等离子体的临界剪切流速均很小。

在上述关于临界剪切相对带电尘埃粒子含量变化的讨论时,笔者均选取质子成分为带电尘埃粒子含量的参照,这使得带正电的尘埃等离子体与带负电的尘埃等离子体的临界剪切在形式上有很大的不

同。由电中性原则,选取与尘埃粒子带电性质相反的等离子体成分作为带电尘埃粒子含量的参照,可将带电尘埃粒子相对含量($\delta = Z\epsilon$)统一展开在 0~1 的区间进行比较,区间以外的 δ 或 $Z\epsilon$ 值将不满足电中性原则。

Lu 等(2000)同样选择尘埃流剪切为激发 K-H 不稳定性的主体,并在动量方程(2)中同时考虑尘埃粒子的热压力项。发现激发 K-H 不稳定性的临界剪切速度相对带电尘埃含量的变化与尘埃粒子的带电性质无关。正、负带电尘埃流的无量纲临界剪切 $Q = (\lambda/C_d) (\partial v_{d0z}/\partial x)$ 的色散关系为:

$$Q = \sqrt{1 + \frac{\eta_T \delta}{1 + \eta(1 - \delta)}} \quad (9)$$

这里,对带正电的尘埃流: $\eta_T = q_{d0} T_e / e T_d$, $\eta = T_e / T_i$ 和 $\delta = q_{d0} n_{d0} / e n_{e0}$;对带负电的尘埃流: $\eta_T = q_{d0} T_i / e T_d$, $\eta = T_i / T_e$ 和 $\delta = q_{d0} n_{d0} / e n_{i0}$;其中, C_d 为尘埃声速; q_{d0} 和 n_{d0} 分别为尘埃粒子的带电量 and 数密度; Q 相对尘埃粒子含量 δ 的变化曲线(图 3)。

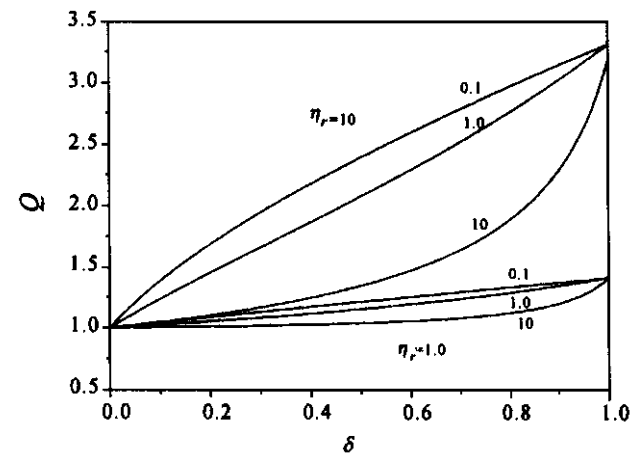


图 3 无量纲临界剪切 Q 相对尘埃粒子含量 δ 的变化曲线(Lu 等 2000)

Fig. 3 The normalized critical shear(Q) as a function of δ for both positively and negatively charged dust(Lu et al. 2000)
 η 值被直接标在图中

随着 η_T 的增大,无量纲临界剪切 Q 增大。但这并不意味着激发 K-H 不稳定性的临界剪切值一定增加,因为对冷尘埃粒子而言,尘埃声速 C_d 随 η_T 的增大也相应地减小了。随着 η 的增加,无量纲临界剪切 Q 随尘埃粒子含量的增大而增大的速率呈不同,但最终在 $\delta = 1$ 处趋于同一值。这就意味着,对带正电的尘埃粒子剪切流,冷质子条件下更容易

激发 K-H 不稳定性;同理,对带负电的尘埃粒子剪切流,冷电子条件下更容易激发 K-H 不稳定性。在考虑了尘埃粒子的热压力情况下,激发 K-H 不稳定性的相邻两层尘埃粒子流的临界速度差最小为尘埃声速的量级。研究还发现,带不同性质电荷的尘埃等离子体剪切流激发 K-H 不稳定性的扰动波的扰动方向不同,这可能对彗尾的螺旋结构及流线断裂现象提供了新的理论解释。

I 型彗尾像浸没于太阳风等离子体中的管状尘埃等离子体柱。除与太阳风流动剪切外,尘埃等离子体柱内部也存在着等离子体不均匀性分布和由太阳风驱动的流层剪切。彗尾尘埃等离子体柱边界层剪切的 K-H 不稳定性导致彗尾中的螺旋结构和相应的波动得到了普遍的认同(李中元,1990;李中元等,1997)。从某些彗星(例如 Humason 彗星,1962 VIII)的光学照片上,可以清楚地分辨出 I 型彗尾具有螺旋结构的尘埃等离子体云和尘埃流线断裂现象。有许多不同的理论机制用以研究和解释这些现象(Dobrowolny 等,1972;Eeshkovich 等,1973;李中元,1990)。Ellis 等(1991)研究了 P/Halley 彗星的中性和带电尘埃的抛射和运动,指出,尘埃粒子的带电性质是其所在位置到彗核距离的函数。在距彗核 15 000 km 处,彗尾中尘埃粒子的表面电势为 -8 V;在 30 000 km 处,彗尾中尘埃粒子的带电性质开始反转,最后,当彗尾消失在太阳风里的尘埃粒子的表面电势为 +7 V。根据上述结果,由于不同带电性质的尘埃粒子流产生 K-H 不稳定性的扰动方向不同,彗尾中不同带电性质的尘埃等离子体云的螺旋结构的方向也应该不同。在两团带相反极性电荷的尘埃等离子体云之间的电中性尘埃流区域里,激发 K-H 不稳定性的临界剪切值最小(图 3; $\delta = 0$),也就容易产生 K-H 不稳定性。加上在相邻的两团带相反极性电荷的尘埃等离子体会产生相反方向的扰动增长,将会把尘埃粒子流扭成两段。可以预言在彗尾结构中,两团相邻的尘埃等离子体云必然具有不同的带电性质和不同方向的螺旋结构。

2 带电尘埃粒子充电涨落情况下的尘埃等离子体 K-H 不稳定性

由于等离子体电流、光致发射、二次发射和场致发射等原因会导致尘埃等离子体中的尘埃粒子带电。与普通重离子不同,尘埃粒子所带的电量是变化的。在密度较大的尘埃等离子体环境中,这种尘埃粒子带电量的变化将会影响到尘埃等离子体的动

力学过程分析。目前的研究仅把等离子体电流视为尘埃粒子充电的主要机制,以研究尘埃粒子带电涨落对尘埃剪切流 K-H 不稳定性的影响。

当尘埃充电过程以电子和质子碰撞尘埃粒子的沉积为主时,单个尘埃粒子充电的等离子电流,包括电子和质子电流为 (Spitzer,1978 ;Draine 等,1979 ;Melandso 等,1993 ;Ma 等,1995 ;Singh 等,1998 ;Rao,1999 ;Lu 等,2000):

$$I_e = n_e e \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \pi a_d^2 \exp \left(- \frac{eq_d}{Ck_B T_e} \right) \quad (10)$$

$$I_i = n_i e \left(\frac{8k_B T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} \pi a_d^2 \left(1 + \frac{eq_d}{Ck_B T_i} \right) \quad (11)$$

其中, q_d 为尘埃粒子的平均带电量(这里, $q_d > 0$ 表示尘埃粒子所带的负电量); C 和 a_d 分别表示尘埃粒子的平均电容和半径(可把单个尘埃颗粒视为球形孤立电容器);当充电平衡时 $I_{e0} = I_{i0} = I_0$ 。

由于对尘埃粒子的充电,封闭的尘埃等离子体系统中的电子和质子数密度将不断地减小。因此,在电子和质子的连续性方程中应当分别减去因沉积而损失的电子数和质子数:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{v} - I_e n_d / e) \quad (12)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \vec{v} - I_i n_d / e) \quad (13)$$

尘埃粒子连续性方程和总电荷守恒方程:

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \nabla \cdot (n_d \vec{v}) = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial (en_i - en_e - q_d n_d)}{\partial t} + \nabla \cdot (en_i \vec{v}_i - en_e \vec{v}_e - q_d n_d \vec{v}_d) = 0 \quad (15)$$

把方程 (12) (13) 和 (14) 代入方程 (15) 可得总电荷守恒方程形式如下:

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla q_d = I_e - I_i \quad (16)$$

带电尘埃粒子剪切流的控制方程组由尘埃粒子的连续性方程、动量方程、总电荷守恒方程和状态方程组成。

应用上述控制方程组, Sing 等(1998) 讨论了绝热情况下尘埃充电涨落情况下的 K-H 不稳定性,并得到十分复杂的色散关系。经过数值分析得出:对稀薄尘埃等离子体,随着尘埃流剪切值的增大不稳定性扰动方向的分布范围也增大;不稳定性增长率随尘埃等离子体热压力的增大而增大;尘埃充电涨落对稀薄尘埃等离子体的不稳定性影响不大。对于

稠密的尘埃等离子体,不稳定性增长率随尘埃粒子热温度的增大而增大。并认为,在热尘埃等离子体中 K-H 不稳定性更容易激发;尘埃充电涨落仅仅提供一个纯阻尼效应,阻尼率为尘埃的充电频率。

Rao(1999) 讨论了尘埃粒子带电涨落条件下沿磁场方向流动的尘埃等离子体剪切流的(平行) K-H 不稳定性。在其物理模型中,运用范德瓦尔斯方程取代绝热方程用以研究非理想状态情况下尘埃等离子体密度梯度以及温度梯度对 K-H 不稳定性的影响。其研究结果表明,考虑尘埃粒子的充电过程,由密度梯度或温度梯度驱动的 K-H 不稳定性的临界剪切值总是减小的。但在计算激发 K-H 不稳定性的临界剪切值时,没有扣除尘埃充电阻尼对激发 K-H 不稳定性的影响。

在空间等离子体环境中,由于尘埃粒子的平均重量一般很大,因此尘埃粒子的热运动能力和磁场冻结性较差。为使模型更接近真实空间等离子体环境, Lu 等(2000) 将研究对象定位为冷尘埃等离子体剪切流,从而忽略了动量方程中的热压力项和状态方程,并在模型中加进了垂直于磁场的尘埃等离子体流的剪切分量。当尘埃粒子剪切流场垂直于磁场时,不稳定性是由尘埃粒子充电过程所引起的纯阻尼模。K-H 不稳定性主要是由尘埃粒子剪切流的平行分量激发的。尘埃粒子剪切流的垂直分量主要影响激发 K-H 不稳定性扰动波的传播方向。Rawat 等(1993) 和 Lu 等(2000) 的结果分别可以作为尘埃粒子平行剪切流的结论在稀薄尘埃等离子体以及稠密尘埃等离子体短波扰动情况下的一个特例。对于稠密尘埃等离子体,当扰动频率远大于尘埃粒子充电频率时,由充电涨落引起的最大阻尼率将达到充电频率的量级。这种情况下,对于长波扰动,尘埃粒子的充电过程将导致临界平行剪切值迅速增大。只有当扰动频率远小于尘埃粒子的充电频率时,尘埃粒子带电涨落情况下的临界平行剪切才会小于非尘埃粒子带电涨落情况下的临界平行剪切。

3 空间尘埃等离子体 K-H 不稳定性的研究前景

当前普遍采用的流场模型仅适用于尘埃流速远低于电子和质子热运动速度的空间物理环境,否则,尘埃粒子相对电子和质子的运动也应该考虑到对应的等离子体电流中去。更进一步的尘埃等离子体模型还应该考虑除等离子体电流以外的其他导致尘埃

粒子带电变化的物理机制。

尘埃等离子体的 MHD 研究尚在起步阶段,目前对尘埃等离子体 K-H 不稳定性的研究仅局限于简单物理模型的线性理论探讨,当尘埃带电变化的阻尼效应很强时,其非线性效应的研究将变得更有意义。尘埃颗粒的带电起伏与质量和体积变化也将使得这门学科更具有挑战性。随着对彗星大气和行星环的卫星探测资料的积累,尘埃等离子体 K-H 不稳定性研究的理论模型将更接近空间物理真实。随着理论模型讨论的深入,数学上的困难也越来越突出,强简化假设将不得不忽略掉许多物理细节。目前空间物理界经常采用的数值模拟方法是解决这一矛盾的有效途径。

尘埃等离子体的磁流体力学波特性研究以及彗尾和行星环的尘埃等离子体不稳定性研究将会成为尘埃等离子体理论中很有意义的研究方向。

参 考 文 献

- 李中元,石志东,顾顺勇,程宗颐,童彝. 1997. I 型彗尾中 MHD 波的特征分析. *空间科学学报*, 17(2): 124.
- 李中元. 1990. 等离子体彗尾流线断裂现象的讨论. *空间科学学报*, 10(2): 96.
- 李中元,童彝. 1990. 等离子体彗尾中的某些波态. *中国科学技术大学学报* 20(2): 197.
- 李中元,石志东,王旭宇,陈耀. 1998. 空间尘埃等离子体研究现状和展望. “地球和空间科学进展”. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 102.
- 石志东,李中元,王旭宇. 1997. 彗星环境中尘埃等离子体的电荷涨落和静电波动. *空间科学学报*, 17(3): 206.
- 石志东,李中元. 1997. 空间尘埃等离子体中尘粒电荷的相关涨落对尘埃磁声波的影响. *空间科学学报*, 17(4): 303.
- 杨少峰,朱岗. 1985. 关于磁层顶边界区 K-H 不稳定性的研究. *地球物理学报* 28(5): 452.
- Angelis U, Formisano V, Giordano M. 1988. Ion plasma wave in dusty plasmas: Halley's comet. *J. Plasma Phys.*, 40: 399.
- Aslaksen T K, Havnes O. 1994. Kinetic theory for a distribution of ionized dust particles. *J Plasma Phys.* 51(2): 271.
- D'Angelo N, Song B. 1990. The Kelvin-Helmholtz instability in dusty plasmas. *Planet. Space Sci.*, 38(12): 1577.
- Dobrowolny M, D'Angelo N. 1972. Wave motion in type I comet tails. *Cosmic plasma physics* (Edited by Schindler, K.). Plenum Press, New York.
- Draine B T, Salpeter E E. 1979. On the physics of dust grains in hot gas. *Astrophys. J.* 321: 77.
- Ellis T A, Neff J S. 1991. Numerical simulation of the emission and motion of neutral and charged dust from P/Halley. *Icarus* 91: 280.
- Eshkovich A I, Chernikov A A. 1973. Non-linear waves in type I comet tails. *Planet. Space Sci.*, 21: 663.
- Farrugia C J, Gratton F T, Bender L, Biernat H K, Erkaev N V, Quinn J M, Torbert R B, Dennisenko V. 1998. Charts of joint Kelvin-Helmholtz and Rayleigh-Taylor instabilities at the dayside magnetopause for strongly northward interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.*, 103(A4): 6703.
- Lee L C, Albano R K, Kan J R. 1981. Kelvin-Helmholtz instability in the magnetopause-boundary layer region. *J. Geophys. Res.*, 86(A1): 54.
- Lu Li, Li Zhongyuan. 2000. Velocity shear instability in dusty plasmas. *Chinese Astronomy and Astrophysics*, 24: 5.
- Lu Li, Li Zhongyuan, Liu Zhenxing. 2000. Effect of dust charge fluctuations on Kelvin-Helmholtz instability in a cold dust plasma. *Physics of Plasmas*, 7(1): 424.
- Ma J X, Shukla P K. 1995. Compact dispersion relation for parametric instabilities of electromagnetic waves in dusty plasmas. *Phys. Plasma.*, 2(5): 1506.
- Melandso F, Aslaksen T, Havnes O. 1993. A new damping effect for the dust-acoustic wave. *Planet. Space Sci.*, 41(4): 321.
- Miura A. 1982. Nonlinear evolution of Magnetohydrodynamic Kelvin-Helmholtz instability. *Phys. Rev. Lett.* 49(11): 779.
- Miura A. 1984. Anomalous transport by Magnetohydrodynamic Kelvin-Helmholtz instabilities in the solar wind-magnetosphere interaction. *J. Geophys. Res.*, 89(A2): 801.
- Miura A. 1990. Kelvin-Helmholtz instability for supersonic shear flow at the magnetospheric boundary. *Geophys. Res. Lett.*, 17: 749.
- Miura A. 1992. Kelvin-Helmholtz instability at the magnetospheric boundary: Dependence on the sonic Mach number. *J. Geophys. Res.*, 97: 10655.
- Pilipp W, Hartquist T W, Havnes O, Morfill G E. 1978. The effect of dust on the propagation of Alfvén waves in interstellar clouds. *Ap. J.*, 314: 341.
- Rao N N, Shukla P K, Yu M Y. 1990. Dust-acoustic waves in dusty plasmas. *Planet. Space Sci.*, 38(4): 543.
- Rao N N. 1993. Hydromagnetic waves and Shocks in magnetized dusty plasmas. *Planet. Space Sci.* 41(1): 21.
- Rao N N. 1999. Electrostatic modes and instabilities in nonideal dusty plasmas with sheared flows and grain charge fluctuations. *Phys. Plasma.*, 6(6): 2349.
- Rawat S P S, Rao N N. 1993. Kelvin-Helmholtz instability driven by sheared dust flow. *Planet. Space Sci.* 41(2): 137.
- Singh S V, Rao N N, Bharuthram R. 1998. The Kelvin-Helmholtz instability in the presence of dust charge fluctuations. *Phys. Plasma.*, 5(7): 2477.
- Shi Z D, Li Z Y. 1996. K-H instability of dust plasma, *Publications of Purple Mountain Observatory*, 15(2): 138.
- Spitzer L Jr. 1978. *Physical Processes in the interstellar Medium*. John Wiley, New York.
- Wang X Y, Li Z Y. 1996. Plasma-maser effects in dusty plasma, *Publications of Purple Mountain Observatory*, 15(2): 132.
- Whipple E C. 1981. Potentials of surfaces in space. *Rep. Prog. Phys.*, 44: 1197.
- Whipple E C, Northrop T G, Mendis D A. 1985. The electrostatics of a dusty plasma. *J. Geophys. Res.* 90(A8): 7405.
- Wu C C. 1986. Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause boundary. *J. Geophys. Res.* 91(A3): 3042.