

可侵蚀地表上方含尘大气运动的数值模型¹⁾

王柏懿 陈 强 戚隆溪

(中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室, 北京 100080)

摘要 在稀相气固两相流的双流体模型框架下, 导出含尘大气运动的基本方程, 其中的源项考虑相间双向耦合作用; 通过对基本方程进行无量纲化, 求得控制气相和弥散相动力学行为的相似准则, 包括弗洛德数、罗斯贝数、颗粒雷诺数、颗粒惯性参数、颗粒剪切横移参数、颗粒旋转横移参数和沙尘质量载荷率等。作为一个模型问题, 研究可侵蚀地表上方充分发展湍流大气边界层流动对土壤颗粒的气动卷扬作用, 其中计及气动阻力、萨弗曼升力和重力等因素的影响。为了克服由于沙尘跃移运动轨迹交叉导致流动参数多值性所造成的困难, 引进拉格朗日坐标下弥散相连续方程。对两种不同风速和 4 种不同粒径条件下的沙尘运动进行数值模拟, 给出相应情况中沙尘运动特性和密度分布剖面并讨论风速和粒径等参数的影响, 还细致分析了含尘大气边界层中沙尘与气流之间的能量传递过程。所得的方程、准则和方法可以为土壤风蚀和沙尘暴等自然灾害的预报提供理论基础。

关键词 含尘大气, 气固两相流, 边界层, 相似准则, 数值模型

引 言

荒漠化是当今世界的重大环境问题之一, 沙尘暴是土地荒漠化发展到一定程度的具体表现, 又是加速土地荒漠化的重要过程。作为大气与地表相互作用过程的两个方面, 土壤风蚀和沙尘暴是特定地形、下垫面和天气系统共同作用的结果。这两个方面是相辅相成的: 大气边界层将沙尘从地表卷扬到空中而形成土壤风蚀; 大量沙尘参与大气的运动则可能导致沙尘暴的发生。风沙运动一直是沙漠地貌学研究的一个重要内容, 自 Bagnold^[1] 以来取得了不少进展, 主要是室内实验与现场观测以及一些定量或半定量的分析, 近年来开始了数值模拟研究^[2], 但对于沙尘运动仍基于单颗粒轨道模型。此外, 针对沙尘暴现象, 大气科学学者亦通过数值模拟手段研究了沙尘的热力影响、辐射效应、传输扩散过程和动力机制等^[3], 这些工作多是采用将沙尘的辐射或扩散因子嵌入现有气象学模式的方式, 针对个例进行分析计算的, 在与实测结果比较方面取得了一定的进展, 但它们都是单流体模型, 只是处理沙尘相对空气的扩散。本文将从稀相两相流理论出发, 针对土壤风蚀和沙尘天气等特点, 给

出可侵蚀地表上方含尘大气运动的数值模型和典型算例。

1 含尘大气运动的基本方程

气象条件下的含尘大气是一种稀相气固两相体系, 即使在沙尘暴这种灾害天气下, 其中沙尘体积分数亦远小于 1, 因而可以认为固相是一种零应力流体, 而且气相对固相的作用力和传热等于气体对单球作用的线性叠加。对于沙尘天气过程, 通常不会发生相变和化学反应, 因此只需考虑相间的动量和能量交换。一般而言, 气固两相间的作用力包括气动升力和阻力、Saffman 力、Magnus 力、压力梯度力、Basset 历程力和表观质量力等等^[4], 在含尘大气运动情况下, 后 3 种力可以忽略不计。其他的基本假定则为: (1) 颗粒是具有相同粒径 d^* 和质量 m^* 的刚性球体; (2) 颗粒的布朗运动和相互碰撞忽略不计; (3) 空气满足完全气体的状态方程。这样, 基于双向耦合双流体模型, 在跟随地球一起旋转的局地直角坐标系中, 描述含尘大气运动的基本方程为 (这里, 下标 s 表示沙尘固相参数, 上标 $*$ 表示有量纲物理量)

2002-12-29 收到第 1 稿, 2003-11-03 收到修改稿。

1) 国家自然科学基金 (19972069) 和重点基金资助项目 (19832060)。

(1) 气相

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \nabla \cdot (\rho^* \mathbf{V}^*) &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{V}^*}{\partial t^*} + (\mathbf{V}^* \cdot \nabla) \mathbf{V}^* &= \\ & - \frac{1}{\rho^*} \nabla p^* + \mathbf{g}^* - 2\boldsymbol{\Omega}^* \times \mathbf{V}^* + \mathbf{f}_r^* - \\ & \frac{\rho_s^*}{\rho^* m^*} \mathbf{f}_s^* \\ \frac{\partial E^*}{\partial t^*} + (\mathbf{V}^* \cdot \nabla) E^* &= \\ & - \frac{1}{\rho^*} \nabla \cdot (p^* \mathbf{V}^*) + Q^* + \mathbf{V}^* \cdot \mathbf{f}_r^* - \\ & \frac{\rho_s^*}{\rho^* m^*} (\mathbf{V}_s^* \cdot \mathbf{f}_s^* + q_s^*) \\ p^* &= \rho^* R^* T^* \end{aligned} \right\} (1)$$

(2) 固相

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho_s^*}{\partial t^*} + \nabla \cdot (\rho_s^* \mathbf{V}_s^*) &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{V}_s^*}{\partial t^*} + (\mathbf{V}_s^* \cdot \nabla) \mathbf{V}_s^* &= \mathbf{g}^* - 2\boldsymbol{\Omega}^* \times \mathbf{V}_s^* + \frac{\mathbf{f}_s^*}{m^*} \\ \frac{\partial E_s^*}{\partial t^*} + (\mathbf{V}_s^* \cdot \nabla) E_s^* &= Q_s^* + \frac{1}{m} (\mathbf{V}_s^* \cdot \mathbf{f}_s^* + q_s^*) \end{aligned} \right\} (2)$$

方程(1)和方程(2)中, p^* , ρ^* 和 \mathbf{V}^* 为压力、密度和速度矢量; $E^* = V^{*2}/2 + g^* z^* + C_v^* T^*$ 为比总能(其中 z^* 为高度, C_v^* 为定容比热); \mathbf{g}^* 和 $\boldsymbol{\Omega}^*$ 为重力加速度和地球自转角速度矢量; \mathbf{f}_r^* 为空气黏性所导致的内摩擦力; Q^* 为辐射等外界的加热通量; \mathbf{f}_s^* 和 q_s^* 为单个球形沙粒承受的空气作用力和热流. 与无尘大气的情况类似, 这组基本方程可以描述含尘大气中各种尺度的运动, 在不同情况下可以对基本方程作不同的简化. 例如, 分析自由大气运动时可以忽略内摩擦力, 分析近地边界层运动时可以忽略科氏力. 对于无尘大气, 气相方程就还原为通常的大气运动基本方程 [5].

2 含尘大气运动的相似准则

控制含尘大气运动的动力学相似准则可以通过对基本方程进行无量纲化求得. 这里首先讨论沙尘运动的相似准则, 对于实际的天气系统, 将空气按不可压缩流体处理, 而且考虑沙尘颗粒承受的作用

力为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{f}_s^* &= 3\pi d^* \mu^* (\mathbf{V}^* - \mathbf{V}_s^*) D + \\ & 1.615 d^{*2} \left(\rho^* \mu^* \left| \frac{\partial V_h^*}{\partial z^*} \right| \right)^{1/2} (V_h^* - V_{hs}^*) H \mathbf{k} - \\ & \frac{1}{8} \pi d^{*3} \rho^* \boldsymbol{\omega}^* \times (\mathbf{V}^* - \mathbf{V}_s^*) \\ D &= 1 + \frac{1}{6} Re_s^{2/3} \\ H &= 0.46867 [1 - \exp(-0.1 Re_s)] \left(\frac{Re_g}{Re_s} \right)^{1/2} + \\ & \exp(-0.1 Re_s), \quad Re_s \leq 40 \\ H &= 0.0741 Re_g^{1/2}, \quad Re_s > 40 \end{aligned} \right\} (3)$$

其中 $\mathbf{V}_h^* = u^* \mathbf{i} + v^* \mathbf{j}$ 为水平速度 (\mathbf{i} 和 \mathbf{j} 为水平方向的单位向量), \mathbf{k} 为垂直方向的单位向量, μ^* 为空气黏性系数, 而修正因子 D 和 H 表示颗粒滑移雷诺数 $Re_s = \rho^* d^* |\mathbf{V}^* - \mathbf{V}_s^*| / \mu^*$ 为有限值的效应 [6,7]. 引入下列无量纲参量

$$(x, y, z) = (x^*, y^*, z^*) / L^*, \quad t = V_0^* t^* / L^*$$

$$(u, v, w) = (u^*, v^*, w^*) / V_0^*, \quad \rho_s = \rho_s^* / \rho_{s0}^*$$

其中 L^* 和 V_0^* 为所研究问题的特征长度和速度, ρ_{s0}^* 为沙尘相密度的参照值. 这时, 修正因子 $D(Re_s)$ 和 $H(Re_s, Re_g)$ 中的两个雷诺数可表达为

$$Re_s = |\mathbf{V} - \mathbf{V}_s| Re_0$$

$$Re_g = (d^* / 4L^*) |\partial V_h / \partial z| Re_0$$

其中 $Re_0 = \rho^* V_0^* d^* / \mu^*$ 为颗粒雷诺数. 这样, 弥散相的无量纲动量方程取下述形式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}_s}{\partial t} + (\mathbf{V}_s \cdot \nabla) \mathbf{V}_s &= \\ & - \frac{1}{Fr} \mathbf{k} - \frac{1}{Ro} \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}_s + \frac{1}{\beta} (\mathbf{V} - \mathbf{V}_s) D + \\ & \frac{1}{\kappa} \left(\frac{\partial V_h}{\partial z} \right)^{1/2} (V_h - V_{hs}) H \mathbf{k} - \frac{1}{\lambda} \boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{V} - \mathbf{V}_s) \end{aligned} \right\} (4)$$

其中 $\boldsymbol{\Omega}$ 和 $\boldsymbol{\omega}$ 分别为地球自转轴线和颗粒旋转轴线上单位矢量. 根据方程(4)可知, 控制沙尘动力学行为的相似准则有: (1) 弗洛德数 $Fr = V_0^{*2} / g^* L^*$, 它表征沙尘惯性力与重力之比. 当 $Fr \gg 1$ 时, 重力作用可以忽略不计. (2) 罗斯贝数 $Ro = V_0^* / f^* L^*$ (这里科氏参数 $f = 2\boldsymbol{\Omega} \sin \varphi$ 或 $2\boldsymbol{\Omega} \cos \varphi$), 它表征沙尘惯性力与科氏力之比. 当 $Ro \gg 1$ 时, 科里奥利效应可以忽略不计. (3) 颗粒雷诺数 $Re_0 = \rho^* V_0^* d^* / \mu^*$,

它表征沙尘实际承受的气流拖曳力和剪切横向力对 Stokes 阻力和 Saffman 力的最大偏离。(4) 颗粒惯性参数 $\beta = (1/18)(\rho_s^0/\rho^*)(d^*/L^*)Re_0$ (这里 ρ_s^0 为颗粒材料密度), 它表征沙尘惯性力与气流拖曳力之比。当 $\beta \ll 1$ 时, 沙尘的惯性可以忽略不计。(5) 颗粒剪切横移参数 $\kappa = (\pi/9.69)(\rho_s^0/\rho^*)(d^*/L^*)^{1/2}Re_0^{1/2}$, 它表征沙尘惯性力与 Saffman 力之比。当 $\kappa \gg 1$ 时, Saffman 力可以忽略不计。(6) 颗粒旋转横移参数 $\chi = (3/4)(\rho_s^0/\rho^*)(V_0^*/\omega^*L^*)$, 它表征沙尘惯性力与 Magnus 力之比。当 $\chi \gg 1$ 时, Magnus 力可以忽略不计。在这些相似准则中, 前两个参数 (Fr 和 Ro) 和气相运动的相似准则完全相同, 它们与地球的引力和自转效应相关。其余 4 个参数则是含尘大气运动特有的, 与气固相间相互作用相关。此外, 含尘大气系统中空气的动力学相似参数亦取决于关于两相体系的模型。当忽略固相对气相的影响时, 气相运动的相似准则仍可采用气象学惯用的动力学参数 (如弗洛德数 Fr , 罗斯贝数 Ro , 基别尔数 ε , 泰勒数 T 和雷诺数 Re 等), 其推导过程不再赘述^[8]。当需要考虑气相运动受弥散相影响时, 从方程 (1) 不难看出: 控制气相运动的相似准则无非是再增加沙尘质量载荷率 $\alpha = \rho_{s0}^*/\rho^*$ 以及弥散相的无量纲动力学参数 β, κ, χ 和 Re_0 等。

3 含尘大气表面边界层流动结构的数值模拟

风沙运动主要发生在近地面的大气表面边界层内, 作为一个模型问题, 现考虑广阔平坦裸露沙地, 大气中的风将沙尘由地表卷扬进入空中, 形成含尘大气表面边界层。本文集中考虑气动卷扬特性, 即颗粒在驱动风场气动力作用下的卷扬、运动及其在跃移过程中从大气中获取的动量等。一般而言, 近地边界层中大气运动具有明显的湍流性质, 但是由于沙尘密度远大于空气, 其惯性作用使得沙粒难以对高频的气流脉动产生响应, 因此在考虑相间作用力时, 只计入气流的平均运动所产生的气动阻力和 Saffman 力。另外, 当固相质量载荷率很小时可采用单向耦合模型, 即气相流动可由动力气象学理论直接得到^[8]: 在充分发展的大气表面边界层中, 平均风速随高度的变化近似于对数分布, 风向亦不随高度变化。这样, 可在已知的风场条件下求解给出沙尘的运动特性及其密度分布。

3.1 控制方程

若取平均风速的方向为 x^* 轴, y^* 轴垂直地面

向上, 对于强风和阴天时的中性层结大气边界层, 平均风场风速廓线由下式给定

$$u^* = \frac{u_f^*}{K} \ln \frac{y^* + y_0^*}{y_0^*} \quad (5)$$

其中, u^* 为平均风速; $u_f^* = \sqrt{\tau_0^*/\rho^*}$ 为摩阻速度; K 为卡曼常数 (一般情况下均取 $K = 0.4$); y_0^* 为粗糙度参数。引入下述无量纲量

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x^*}{l^*}, & y &= \frac{y^*}{l^*}, & u &= \frac{u^*}{u_f^*} \\ u_s &= \frac{u_s^*}{u_f^*}, & v_s &= \frac{v_s^*}{u_f^*}, & n_s &= \frac{n_s^*}{n_0^*} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

其中 $l^* = m^*u_f^*/3\pi d^*\mu^*$ 为基于摩阻速度的颗粒速度弛豫长度, $n_0^* = N^*/u_f^*$ 为颗粒数密度参照值 (N^* 为地表处垂直向上沙尘运输数通量)。将风速廓线 (5) 无量纲化后得到

$$u = \frac{1}{K} \ln \left(\frac{l^*}{y_0^*} y + 1 \right) \quad (7)$$

由于本文计及 Saffman 力和重力对颗粒运动的影响, 大气边界层中沙尘颗粒可能以跃移方式运动。这样, 颗粒轨道交叉导致了 Euler 坐标下固相运动参数的多值性。为了克服这个困难, 本文在 Lagrange 坐标下描述固相流体的运动。众所周知, 流体力学的 Lagrange 观点是跟随着流体微团来研究其运动特性的。这就是说, 我们着眼于每个初始时刻位于地表并在大气边界层剪切作用下从地表卷扬出来的固相拟流体微团, 研究它们在气动阻力和 Saffman 力 (还有颗粒本身的重力) 共同影响下的运动轨道, 并给出沿着各自迹线的速度、密度等场量。在 Lagrange 坐标下, 每个颗粒微团在流场中的位置和速度分别用 (x_s^*, y_s^*) 和 (u_s^*, v_s^*) 来表示, 它在地表的初始位置为 x_0^* , 从地表开始沿其轨道运动的时间为 t^* 。这些参量的无量纲化的方式仍采用式 (6) 形式, 而无量纲时间则为 $t = t^*u_f^*/l^*$ 。这样, 无量纲的固相运动方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx_s}{dt} &= u_s, & \frac{dy_s}{dt} &= v_s \\ \frac{du_s}{dt} &= (u - u_s)D \\ \frac{dv_s}{dt} &= -v_s D + \frac{1}{\kappa} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^{1/2} (u - u_s)H - \frac{1}{Fr} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

此时连续方程取下述形式

$$n_s |J| = 1 \quad (9)$$

其中 J 为坐标变换 Jacobi 行列式

$$J = \frac{\partial(x_s, y_s)}{\partial(x_0, t)} = -u_s \frac{\partial y_s}{\partial x_0} + v_s \frac{\partial x_s}{\partial x_0} \quad (10)$$

对于充分发展的边界层问题, $\partial y_s / \partial x_0 \equiv 0$ 和 $\partial x_s / \partial x_0 \equiv 1$. 因此有

$$n_s = \left| \frac{1}{v_s} \right| \quad (11)$$

相应的初始条件则为

$$t = 0 : x_s = x_0, y_s = 0, u_s = 0, v_s = v_{s0} \quad (12)$$

其中, v_{s0} 是沙粒在初始时刻的法向速度 (即初始起跳速度). 不难证明, 当取 l^* 作为流动特征长度 L^* 时, $\kappa = (\pi/3.23)(2\rho_s^0/\rho^*)^{1/2}$. 需要说明的是, 这里的 Lagrange 方法是跟随每个流体微团而求解沿其迹线的流动特性变化. 颗粒跃移运动与通常流体运动的不同之处在于颗粒微团迹线有交叉. 本文计算显示在每个场点处有两条轨道交叉, 这表示了固相流场中运动速度具有双值特性. 在计算固相数密度时, 必须将通过该场点的、分别位于轨道上升支和下降支的两个微团的数密度 (它们均可由式 (11) 给出) 叠加起来.

3.2 结果与讨论

研究平均风速和粒径对沙尘运动特性和密度分布的影响, 计算中考虑了高度 10 m 处平均风速 U_∞^* 为 30 m/s, 10 m/s (相应的摩擦速度值为 $u_f^* = 1.21, 0.404$ m/s), 沙尘直径 d^* 为 1, 10, 100, 500 (μm) 的 8 种情况 (取沙尘与空气材料密度比 $\rho_s^0/\rho^* = 2500$), 表 1 列出相应条件下特征长度 l^* 的数值. 本数值模拟表明: 对于充分发展的大气边界层, 沙粒必须具有一定的初始起跳速度 v_{s0} 才能进入跃移运动. 与撞击卷扬情况的起跳速度相比 (一般为摩擦速度的量级), 气动卷扬时由于计及大气边界层剪切效应, 其起跳速度可以减小一个量级, 这说明边界层的剪切作用是颗粒气动卷扬的主要机制.

表 1 含尘大气边界层流动特征长度 l^*/m

Table 1 Characteristic length of dusty atmospheric boundary layer l^*/m

$d/\mu\text{m}$	$U_\infty^* = 30 \text{ m/s}$	$U_\infty^* = 10 \text{ m/s}$
1	1.122×10^{-5}	3.740×10^{-6}
10	1.122×10^{-3}	3.740×10^{-4}
100	1.122×10^{-1}	3.740×10^{-2}
500	2.805×10^0	9.349×10^{-1}

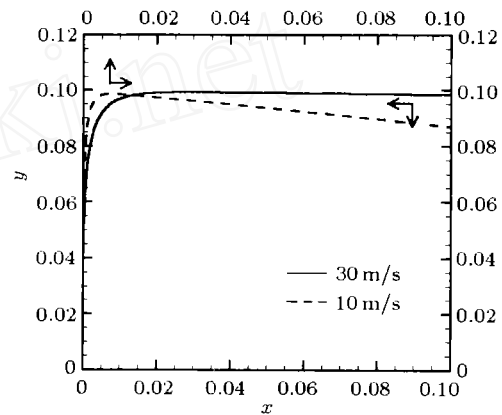
表 2 给出了两种不同起跳速度下各种粒径沙尘运动的高度 h 和距离 s . 若规定跃起高度小于颗粒半径时属于蠕移, 本文结果表明在所考虑的粒径范围内, 起跳速度满足 $v_{s0} \approx 0.1$ 条件沙尘便能卷扬进入空中运动.

图 1 给出一些典型的沙尘运动轨迹, 它们皆在 $y_0^* = 0.5 \text{ mm}$ 及 $v_{s0} = 0.1$ 的条件下得到. 由图中可以得知: (1) 在强风条件下, 当沙尘尺寸为 $1 \mu\text{m}$ 量

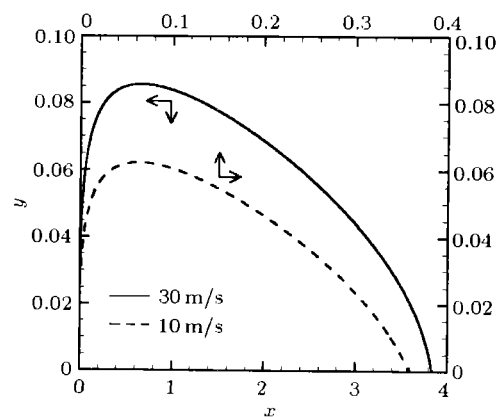
表 2 30 m/s 强风条件下沙尘运动轨迹参数

Table 2 Trajectory parameters of particles at wind speed 30 m/s

$d/\mu\text{m}$	$v_{s0} = 0.01$		$v_{s0} = 0.1$	
	$h/\mu\text{m}$	$s/\mu\text{m}$	$h/\mu\text{m}$	$s/\mu\text{m}$
1	1.08×10^{-1}	4.20×10^{-1}	1.11×10^0	4.17×10^1
10	4.18×10^0	2.05×10^1	9.59×10^1	4.30×10^3
100	7.48×10^0	1.06×10^0	7.63×10^2	1.34×10^4
500	7.50×10^0	4.75×10^{-2}	7.61×10^2	1.10×10^3



(a) $d^* = 1 \mu\text{m}$



(b) $d^* = 10 \mu\text{m}$

图 1 典型的沙尘运动轨迹

Fig.1 Typical particle trajectories

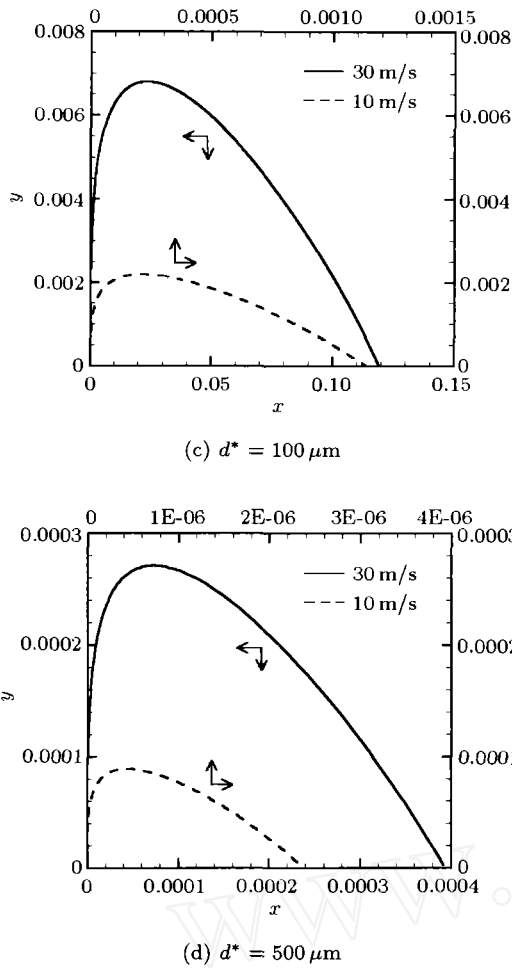


图 1 典型的沙尘运动轨迹 (续)

Fig.1 Typical particle trajectories (continued)

级时，由于 Saffman 力作用卷扬到大气后沉降过程十分缓慢，沙尘运动以悬移为主；(2) 对于相同的风力，随着粒径的增加，重力作用的增强，沙粒将以跃移的形式前进；(3) 对于相同的粒径，随着风力的减小，气流剪切减弱，Saffman 力效应降低，沙尘跃移

的高度和距离明显减小。本文计算表明：在没有计入湍流扩散效应的情况下，即使有 30 m/s 的强风，粒径 10 μm 以上的沙尘亦无法维持悬浮状态，沙尘运动将以跃移为主。

比较表 2 和图 1 中的计算结果显示了在同样的风力作用下，100 μm 沙粒跃移的高度和距离最大。这表明：在所考虑的风力范围内，沙尘粒径在 100 μm 量级时与大气的动量交换最有效。这一点对于预报土壤风蚀十分有意义，因为沙尘跃移是导致土壤风蚀的重要机制，而土壤风蚀又是沙尘暴形成的必要条件。在这类现象中，跃移粒子必须从气流中获得足够的能量，才能在落地时将其能量传递给下游的颗粒使之起跳，这样地表沙尘颗粒的跃移运动便能持续不断地进行，从而形成土壤侵蚀，或者在一定的气象条件下形成沙尘暴。当然，在这个演化过程中，开始以气动卷扬为主，达到平衡时则以撞击卷扬为主。这里留下的问题是，第一批跃移颗粒是如何产生的？本文的结果表明，在充分发展大气边界层中，地表中沙尘要有一定的起跳速度才可能在 Saffman 力作用下卷扬到一定的高度，尽管此速度很小，但它只能在上游颗粒的跃移撞击作用下获得。因此，人们尚需寻找其他机制来解释跃移起始问题，如 Wang^[9] 等关于运动阵面诱导的边界层的工作曾表明颗粒可完全凭借 Saffman 力而形成气动卷扬，此时起跳速度可以取为无穷小。

表 3 给出在强风条件下不同粒径沙尘落地末速度的水平和垂直分量 (u_s 和 v_s)。这些结果表明 100 μm 沙粒在完成跃移运动过程中从气流中吸收了相当的能量，其落地末速度比起跳速度高一个数量级，因此可能撞击更多的颗粒起跳并在 Saffman 力作用下卷扬进入空中。比较而言，粒径更小(如微米

表 3 30 m/s 强风条件下沙尘落地末速度 u_s, v_s

Table 3 Terminal impact velocities of particles u_s and v_s at wind speed 30 m/s

$d/\mu\text{m}$	$v_{s0} = 0.1$		$v_{s0} = 0.2$		$v_{s0} = 0.5$	
	u_s	v_s	u_s	v_s	u_s	v_s
1	4.19×10^{-6}	-7.49×10^{-5}	4.17×10^{-6}	-7.49×10^{-5}	3.93×10^{-6}	-7.49×10^{-5}
10	4.78×10^{-2}	-8.91×10^{-3}	4.79×10^{-2}	-8.91×10^{-3}	4.79×10^{-2}	-8.91×10^{-3}
100	7.16×10^{-1}	-9.03×10^{-2}	2.23×10^0	-1.55×10^{-1}	5.07×10^0	-2.62×10^{-1}
500	7.12×10^{-2}	-9.90×10^{-2}	4.49×10^{-1}	-1.94×10^{-1}	2.46×10^0	-4.50×10^{-1}

级) 或更大(如毫米级)的沙尘从气流中获取的能量均小得多，它们的跃移运动则难以为继。

表 4 给出了地表粗糙度对沙尘运动有明显的影响，其中风速 $U_\infty^* = 30 \text{ m/s}$ ，而起跳速度 $v_{s0} = 0.1$ 。

表 2~表 4 的数据表明，随着粗糙度的增加，沙尘的跃移运动受到越来越大的抑制。这一结果从力学机理上阐明了建草方格、种灌木等防沙治沙工程措施的有效性，因为它们改变了下垫面的性态，增加

表 4 不同粗糙度参数情况下沙尘运动特性

Table 4 Motion properties of particles at different roughness

$d/\mu\text{m}$	$y_0^* = 0.1 \text{ mm}$			$y_0^* = 0.01 \text{ mm}$		
	$h/\mu\text{m}$	$s/\mu\text{m}$	u_s	$h/\mu\text{m}$	$s/\mu\text{m}$	u_s
1	9.57×10^{-1}	1.33×10^2	2.08×10^{-5}	8.26×10^{-1}	7.77×10^2	2.18×10^{-4}
10	1.38×10^2	2.32×10^4	4.72×10^{-1}	2.97×10^2	1.50×10^5	3.74×10^0
100	6.20×10^2	2.69×10^4	1.79×10^0	4.99×10^2	4.73×10^4	4.14×10^0
500	6.07×10^2	2.55×10^3	2.06×10^{-1}	5.53×10^2	6.69×10^3	6.41×10^{-1}

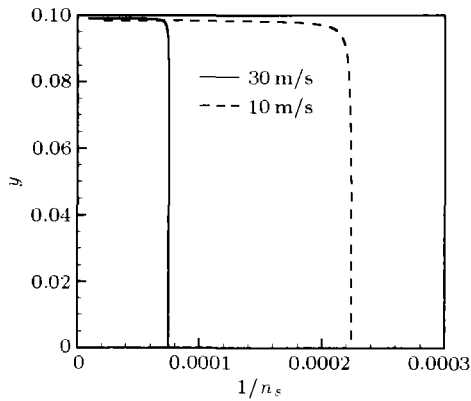
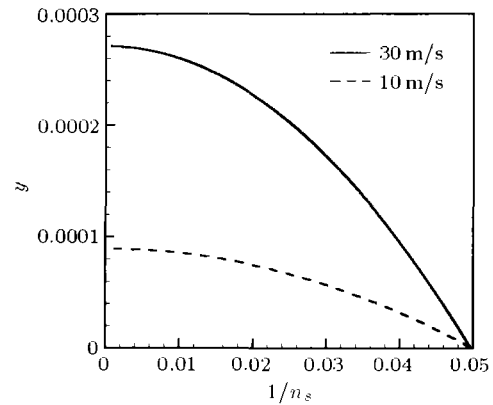
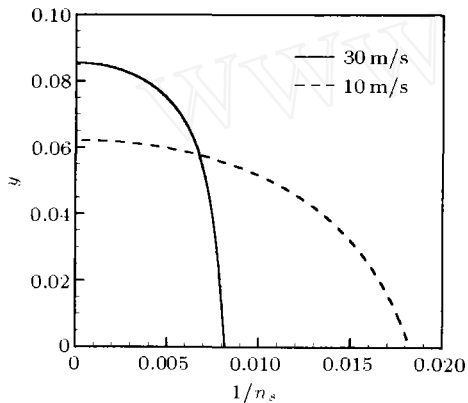
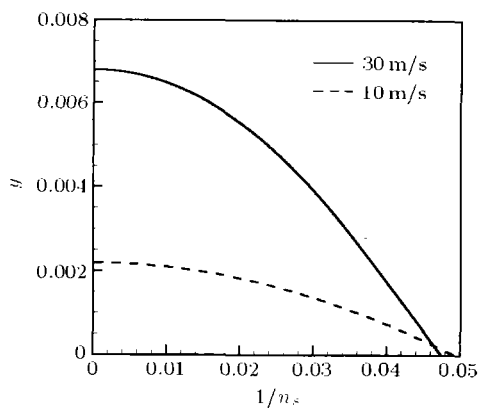
(a) $d^* = 1 \mu\text{m}$ (d) $d^* = 500 \mu\text{m}$ (b) $d^* = 10 \mu\text{m}$ (c) $d^* = 100 \mu\text{m}$

图 2 大气边界层中沙尘数密度的剖面分布

Fig.2 Particle number density profiles in atmospheric boundary layer

了地表粗糙度.

图 2 示出大气边界层中沙尘数密度的剖面分布, 其中横坐标为无量纲数密度的倒数. 由图中结果可以得知: (1) 沙尘密度在地表处最小, 随高度的增加而增加, 在沙尘运动轨迹包络线处趋于无限大, 在包络线上方则为零; (2) 沙尘密度的分布形式与沙尘的粒径 (或运动特性) 相关. 对于以悬移为主的微尘, 分布基本上是均匀的, 仅在毗邻包络线处的薄层内急剧增加. 随着粒径的增加, 该分布越来越偏离均匀形式; (3) 随着风力的减小, 地表处无量纲数密度的数值减小.

4 结 语

本文在稀相气固两相流的双流体模型框架下, 导出了含尘大气运动的基本方程和相似准则. 作为一个模型问题, 分析了可侵蚀地表上方充分发展大气边界层流动导致的土壤颗粒气动卷扬, 其中计及了气动阻力、Saffman 升力和重力等因素的影响, 并通过引进拉格朗日坐标下沙尘相连续方程, 克服了由于沙尘跃移运动轨迹交叉导致流动参数多值性

所造成的困难。本文对两种不同风速和 4 种不同粒径条件下的沙尘运动进行了数值模拟，给出了上述各种情况中沙尘运动特性和密度分布剖面，并分析了含尘大气边界层中沙尘与气流之间的传递过程。本文的方程、准则和方法可以为土壤风蚀和沙尘暴等自然灾害的预报提供理论基础。

参 考 文 献

- 1 Bagnold RA. The Physics of Blown and Desert Dunes. London: Methen, 1941
- 2 Shao Yaping. Physics and Modeling of Wind Erosion. London: Kluwer Academic Publishers, 2000
- 3 王式功, 董光荣, 陈惠忠等. 沙尘暴研究的进展. 中国沙漠, 2000, 20(4): 349~356 (Wang Shigong, Dong Guangrong, Chen Huizhong, et al. Advances in studying sand-dust storms of China. *Journal of Desert Research*, 2000, 20(4): 349~356 (in Chinese))
- 4 Rudinger G. Fundamentals of Gas-particle Flow. Elsevier, Amsterdam, 1980
- 5 小仓义光. 大气动力学原理. 北京: 科学出版社, 1981 (Okura Y. Principles of Atmospheric Dynamics. Beijing: Science Press, 1981 (in Chinese))
- 6 Carlson DJ, Hoglund RF. Particle drag and heat transfer in rocket nozzles. *AIAA J*, 1964, 2(11): 1980~1984
- 7 Mei R. An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number. *Inter J Multiphase Flow*, 1992, 18(1): 145~147
- 8 叶笃正, 李崇银, 王必魁. 动力气象学. 北京: 科学出版社, 1988 (Ye Dozeng, Li Chongyin, Wang Bikui. Dynamic Meteorology. Beijing: Science Press, 1988 (in Chinese))
- 9 Wang BY, Osipov AN. Near-wall boundary layer behind a shock wave in a dusty gas. *Fluid Dynamics*, 1999, 34(4): 505~515

NUMERICAL MODELLING OF DUSTY ATMOSPHERIC FLOWS OVER AN ERODIBLE SURFACE¹⁾

Wang Boyi Chen Qiang Qi Longxi

(LNM, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract In the framework of the two-fluid model of dilute dusty gases, the present paper gives the governing equations for dusty atmospheric flows, where the two-way coupling is taken into account in the source terms. The similarity criteria are derived for dynamical behaviors of the carrier- and dispersed-phase and they include seven parameters such as the Froude number, the dust mass loading and so on. As a model problem, the aerodynamic entrainment of the dust and sand particles in the fully developed turbulent atmospheric boundary layer over an erodible surface are studied and the aerodynamic drag as well as the Saffman lifting and gravity forces are considered. To overcome the difficulties associated with the non-uniqueness of the flow parameters due to the intersection of particle trajectories, the continuity equation of the dispersed phase is introduced in the Lagrangian coordinates. The motion characteristics and concentration distributions of the dispersed phase are simulated numerically at two different wind speeds and four different particle sizes and the effects of wind velocity and dust size are discussed in detail. These results are also relevant to the energy exchange process between the two phases in the atmospheric boundary layer. The equations, criteria and method may be useful in interpretation of some natural disaster phenomena such as wind erosion and sand-dust storm.

Key words dusty atmosphere, gas-particle flow, boundary layer, similarity criterion, numerical modeling

Received 29 December 2002, revised 3 November 2003.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (19972069, 19832060).