

大气边界层中沙粒悬移运动的数值模拟

胡非¹ 刘长庆² 姜金华¹

1 中国科学院大气物理研究所大气边界层物理与大气化学国家重点实验室, 北京 100029

2 国防科技大学应用力学系, 长沙 410000

摘要 将双时间法和 $k-\epsilon$ 湍流闭合模型应用于求解雷诺平均的 Navier-Stokes 方程, 模拟了沙地、沙丘流场。在此基础上, 应用梯度输送理论求解平流扩散方程, 模拟了平坦沙地、单个沙丘和连续沙丘周围沙粒的悬移。结果表明: 1) 来流的风速度足够大, 使得地面摩擦速度大于起沙的临界速度, 这是沙粒发生悬移的必要条件。但是光有足够的风速还是不够的, 要使卷入空中的沙粒能在较大的高度范围内扩散, 流场中必须存在一定强度的抬升气流。比较剧烈的地形起伏容易造成流动的不稳定; 2) 只有流场中存在抬升气流, 才会使沙粒扩散到较高的高度; 3) 平坦地形时气流偏折主要是压力梯度的作用; 而在沙丘起伏的表面, 气流偏折受沙丘地形的影响很大。

关键词 大气边界层 沙尘 悬移 数值模拟

文章编号 1006-9585 (2007) 03-0277-10 **中图分类号** P435 **文献标识码** A

Numerical Simulation of Sand Suspension and Transportation in Atmospheric Boundary Layer

HU Fei, LIU Chang-Qing, and JIANG Jin-Hua

1 *The State Key Laboratory of Atmospheric Boundary Layer Physics and Atmospheric Chemistry, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029*

2 *National University of Defence Science and Technology, Changsha 410000*

Abstract A dual-time method and $k-\epsilon$ turbulent closure scheme are used to solve Reynolds averaged Navier-Stokes equations. The flow over dunes is simulated. And then the transportation-dispersion equation is solved with K theory to simulate the suspension and transportation of sands. The results show that, 1) the necessary condition of sand suspending is that the wind speed of inflow is so large that the surface friction velocity is larger than the threshold velocity for rising sand. If only there is certainly strong lifting air stream, the involved sands can spread highly. 2) The lifting stream can be caused by the unstable flow or the obvious change of terrain. 3) The main factor that cause the stream deflect over flat terrain is pressure gradient, however over dunes the terrain have important impact on the stream.

Key words atmospheric boundary layer, sand storm, suspension, numerical simulation

1 引言

土地沙漠化及风沙灾害近年来在我国尤其是

在北方一些地区与城市造成了相当大的破坏, 严重影响了人民生命财产的安全。沙尘暴不仅造成严重的风蚀灾害, 使邻近地区的农田、铁路、草

收稿日期 2007-03-26 收到, 2007-04-21 收到修定稿

资助项目 国家自然科学基金 40233030、40405004 和城市气象科学基金 UMR200509 以及国家财政部“西北地区土壤水分、沙尘暴监测预测研究”(Y0101)

作者简介 胡非, 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事大气边界层物理和大气湍流的研究。E-mail: hufei@mail.iap.ac.cn

场被流沙掩埋,而且会造成空气混浊,呼吸不畅,是一种危害极大的灾害性天气。因此,沙尘暴的形成、维持和发展机理的研究对于有效的防治、预报这种灾害性天气具有重要意义。

沙尘暴实质上是一种风沙流。从流体力学角度来看,风沙流是气流及其夹带的沙尘颗粒的混合流,它的形成依赖于空气与松软的沙质地表间的相互作用。完整的风沙流形成过程分为4个子过程^[1]:1)颗粒的初始起跃;2)颗粒在气流中的运移;3)气流速度的改变;4)颗粒与床面的碰撞和床面形态的改变。迄今为止,国内外学者对沙粒的跃移过程和沙尘的大范围、长距离输送过程开展了大量的研究工作,对沙粒跃移机理^[2~5]、起沙模型^[6~9]以及沙尘长距离输送^[10~15]等方面有了深入的研究。近年来,我国学者针对沙尘暴问题进行了大量的数值模拟研究^[16~24],建立了适用于我国北方的沙尘暴数值模式^[25]。目前对于沙床形态对风沙流影响的研究工作开展较少,本文将在3种不同形态沙床(平坦、单个沙丘和连续沙丘)下,对大气边界层内沙尘的悬移过程进行精细的数值模拟,探讨沙尘扬起初级阶段的风沙运动以及沙床形态对流场以及夹带的颗粒浓度的影响。这方面的研究结果对于考虑各种沙床形态下起沙模型的研究有重要的参考价值。

2 控制方程

2.1 运动方程

由于悬移沙粒的粒径较小,因而在研究中可以借鉴粉尘、污染物扩散的研究。同时,沙粒的悬移有着自身的特点。它的时间以及空间尺度都很大,因而无论是气流还是沙粒都必然要考虑所受的重力影响。大气边界层中,湍流粘性系数是分子粘性系数的 10^6 倍,因而这样的流场求解必须要考虑湍流的影响。求解运动方程所采用的湍流模型为标准的 $k-\epsilon$ 模型。

经过双时间法和预处理后(加快收敛技术),一般曲线坐标系 (ξ, η) 下的二维非定常雷诺平均 Navier-Stokes 方程与 $k-\epsilon$ 模型可写成:

$$\Gamma \frac{\partial \tilde{Q}}{\partial \tau} + \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{E} - \tilde{E}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\tilde{F} - \tilde{F}_v)}{\partial \eta} = \tilde{H} \quad (1)$$

其中:

$$\tilde{Q} = \frac{1}{J} Q, \quad \tilde{H} = \frac{1}{J} H, \quad \tilde{E} = \frac{1}{J} (\xi_x E + \xi_y F),$$

$$\tilde{F} = \frac{1}{J} (\eta_x E + \eta_y F),$$

$$\tilde{E}_v = \frac{1}{J} (\xi_x E_v + \xi_y F_v), \quad \tilde{F}_v = \frac{1}{J} (\eta_x E_v + \eta_y F_v),$$

$$Q = (p, u, v, T, k, \epsilon)^T, \quad W = (\rho, \rho u, \rho v, e, \rho k, \rho \epsilon)^T, \quad (2)$$

$$E = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, (e+p)u, \rho uk, \rho u \epsilon)^T, \quad (3)$$

$$F = (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, (e+p)v, \rho vk, \rho v \epsilon)^T, \quad (4)$$

$$E_v = \frac{1}{R_s} (0, \tau_{xx}, \tau_{xy}, u\tau_{xx} + v\tau_{xy} - q_x, \tau_{xk}, \tau_{x\epsilon})^T, \quad (5)$$

$$F_v = \frac{1}{R_s} (0, \tau_{xy}, \tau_{yy}, u\tau_{xy} + v\tau_{yy} - q_y, \tau_{yk}, \tau_{y\epsilon})^T, \quad (6)$$

$$H = \frac{1}{R_s} [0, 0, 0, 0, \psi - \rho \epsilon, (c_1 f_1 \psi - c_2 f_2 \rho \epsilon) \frac{\epsilon}{k}]^T, \quad (7)$$

$$\tau_{xx} = 2\mu_e \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad (8)$$

$$\tau_{yy} = 2\mu_e \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad (9)$$

$$\tau_{xy} = \mu_e \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad (10)$$

$$\tau_{xk} = \left(\mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x}, \quad \tau_{yk} = \left(\mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y}, \quad (11)$$

$$\tau_{x\epsilon} = \left(\mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x}, \quad \tau_{y\epsilon} = \left(\mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y}, \quad (12)$$

$$q_x = -c_p \left(\frac{\mu_l}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = -c_p \left(\frac{\mu_l}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (13)$$

$$\psi = \mu_l \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right], \quad (14)$$

$$\mu_e = \mu_l + \mu_t, \quad (15)$$

其中 μ_l 为层流粘性系数,由 Sutherland 公式给出;动量方程中的 p 仍由 p_s 代替;而湍流粘性系数为

$$\mu_t = c_\mu f_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} Re^2, \quad (16)$$

方程中用到的经验常数为

$c_1=1.44$, $c_2=1.92$, $f_1=1.00$, $f_2=1.00$, $\sigma_k=1$, $\sigma_\epsilon=1.3$, $c_\mu=0.09$, $f_\mu=1.00$ 而 $Pr_t=0.9$ 。

预处理矩阵添加了湍流模型, 表达式为

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \frac{R}{T} & 0 & 0 & -\frac{P}{T^2} & 0 & 0 \\ \frac{Ru}{T} & \frac{P}{T} & 0 & -\frac{Pu}{T^2} & 0 & 0 \\ \frac{Rv}{T} & 0 & \frac{P}{T} & -\frac{Pv}{T^2} & 0 & 0 \\ R\left(c_v + \frac{q}{T}\right) & \frac{P}{T}u & \frac{P}{T}v & -\frac{Pq}{T^2} & 0 & 0 \\ \frac{Rk}{T} & 0 & 0 & -\frac{Pk}{T^2} & \frac{P}{T} & 0 \\ \frac{R\epsilon}{k} & 0 & 0 & -\frac{P\epsilon}{T^2} & 0 & \frac{P}{T} \end{bmatrix}, \quad (17)$$

方程 ξ 方向的特征值为

$$\lambda_{1,2,3,4} = U, \lambda_{5,6} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{1}{R}\right)U \pm \frac{1}{2}\sqrt{\left[\left(1 - \frac{1}{R}\right)U\right]^2 + 4\gamma TS^2}. \quad (18)$$

2.2 沙粒平流-输送方程

由于在悬移过程中, 沙粒子可看成一种“示踪物”, 即沙粒子的存在对流场并不产生显著的作用, 认为悬移沙粒具有和气体相同的运动规律。下面是考虑受重力时的沙粒输送和扩散的平流扩散方程 (无量纲):

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + \frac{\partial \rho u c}{\partial x} + \frac{\partial \rho v c}{\partial y} = \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_t \frac{\partial c}{\partial y} + v_g c \right), \quad (19)$$

其中, c 是沙尘的组分百分比, ρc 即是沙尘的浓度, 其量纲为 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 。 μ_t 是湍流粘性系数, 上式中忽略了分子粘性系数 (即层流粘性系数, 因为 $\mu_t \gg \mu$)。注意到上式是直角坐标系的形式, 计算是在计算平面中进行的, 因而还应将方程 (19) 变换到一般曲线坐标系中去, 即

$$\frac{\partial J^{-1} \rho}{\partial \xi} + \frac{\partial J^{-1} (\rho u \xi_x + \rho c \xi_y)}{\partial \xi} + \frac{\partial J^{-1} (\rho v \eta_x + \rho c \eta_y)}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \frac{\partial J^{-1} \mu_t}{\partial \xi} \left[\frac{\partial}{\partial x} \xi_x + \left(\frac{\partial}{\partial y} + \frac{v_g c}{\mu_t} \right) \xi_y \right] +$$

$$\frac{1}{Re} \frac{\partial J^{-1} \mu_t}{\partial \eta} \left[\frac{\partial}{\partial x} \eta_x + \left(\frac{\partial}{\partial y} + \frac{v_g c}{\mu_t} \right) \eta_y \right], \quad (20)$$

式中的 ρ 和 u , v 和 μ_t 通过前小节运动方程的求解可以获得。上式是一个标量方程, 求解较为简单。本文用 MacCormack 二步格式来求解方程 (20), 限于篇幅, 本文没有具体写出其离散差分方程。

v_g 沙粒子的干沉积速度, 与沙粒的粒径有关。本文计算中采用沙粒子的重力沉降速度来代替:

$$v_g(r) = \frac{2}{9} \frac{\rho_s - \rho_a}{\mu} g r^2, \quad (21)$$

其中, r 是粒子的粒径 (本文计算的是单一粒径的粒子, 其粒径为 $10 \mu\text{m}$), ρ_s 和 ρ_a 分别是沙粒和空气的密度, μ 是空气的粘性系数, 而 g 是重力加速度。

3 数值试验设计

3.1 计算外形与网格

为了研究气流流经平坦沙地与沙丘表面的不同流场。本文计算的下边界有 3 种状态:

- (1) 平坦沙地;
- (2) 入口处有沙丘的沙地;
- (3) 布满沙丘的起伏沙地。

以上 3 种情况中计算区域均为高 1 km , 长为 10 km 的矩形区域, 只有地表有不同的沙丘分布。其中状态 (1) 的网格为 100×50 ; 而状态 (2) 中的入口沙丘则由正弦函数模拟, 其下边界具体形式为

$$\begin{cases} y = 0.01 \sin(100 \pi x), & 0 \leq x \leq 0.01 \\ y = 0, & 0.01 \leq x \leq 10 \end{cases}$$

代表的是一个高长各 10 m 的沙丘, 其网格的划分为 200×50 ; 状态 (3) 中下边界为 $y = 0.005 \sin(100 \pi x)$, 网格划分也是 200×50 。代表的是连续的起伏沙丘, 其高度为 5 m 。图 1 分别给出单个沙丘和连续起伏沙丘时的计算网格。平坦沙地的计算网格为平直网格。

3.2 边界条件

计算中, 取隐式边界条件的 δQ^* 和 δQ 为 0。显式边界条件的处理方法如下:

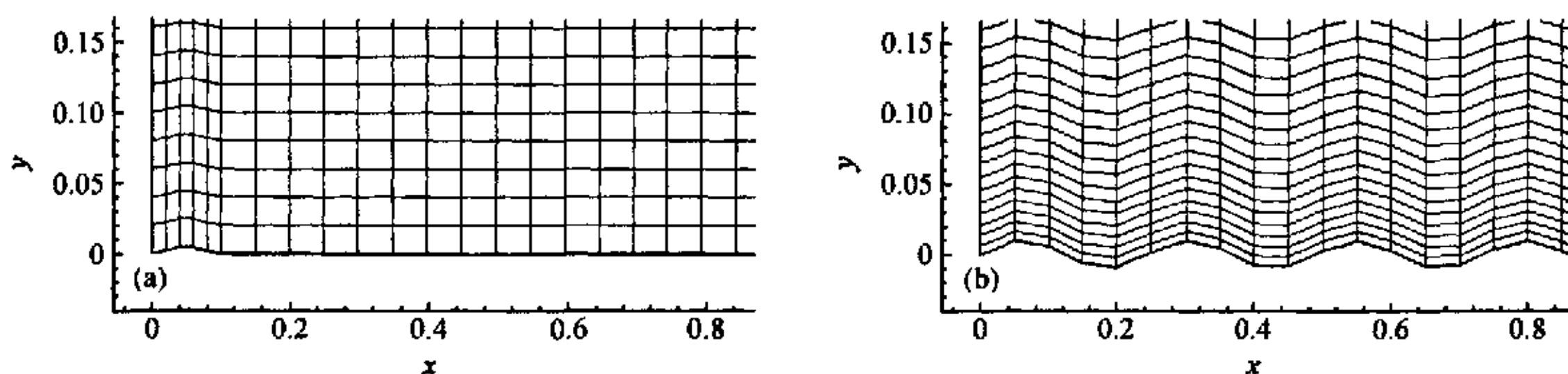


图1 (a) 单个沙丘时的计算网格(局部放大)和(b)连续沙丘时的计算网格(局部放大)

3.2.1 进口条件

由于预处理方法并不改变特征值的符号,因此在低速时进口仍可认为是亚音速进口。故应给定6个特征值中的5个,而压力给定为远前方大气的压力值。只有温度为一阶外推。下面是其他变量的处理。

在大气边界层为中性稳定的前提下,速度 u 的分布采用风速的对数分布律。根据 $y=300\text{ m}$ 处的风速为 $u_0=10\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 可求得摩擦速度 u_* ,假设摩擦长度 $y_0=0.1\text{ m}$,则

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{y_0}\right),$$

其中 κ 是 Von Karman 常数, $\kappa=0.4$ 。

$$\text{于是 } u = 1.41 \ln\left(\frac{y}{0.1}\right), \quad (22)$$

这就是进口的速度分布,注意到上式为无量纲的表达式。

同样,在大气边界层为中性稳定的条件假设下,入口的湍流动能 $k^{[12]}$ 可表示为

$$k = 1.4438e^{-0.0012y}, \quad (23)$$

上式可由 u_∞^2 进行无量纲化。相应地,湍流耗散率 ϵ 可表示为

$$\epsilon = \frac{Re_c k^{1.5}}{l}, \quad (24)$$

式中 l 为湍流特征长度,取为最小的网格长度。上式为无量纲表达式。

为了研究沙尘悬移的具体特征,各种网格均有两种边界条件:一种是保持恒定的入口流速,另一种是入口流速由初始时刻逐渐减小直到为原来的一半。

3.2.2 远场外边界和出口边界

远场边界条件(即上边界)为

$$p_f = p_\infty, u_f = u_\infty, T_f = T_\infty, k_f = 0, \epsilon_f = 0,$$

式中, ∞ 为远场边界点, f 为与边界毗邻的内点。

由于可以确定为亚音速出口,故出口边界为

$$p_{\text{exit}} = p_\infty,$$

其他变量采用一阶外推。

3.2.3 壁面条件

壁面条件为无滑移条件、绝热壁, $k=0$, ϵ 采用一阶外推。

3.3 源的处理

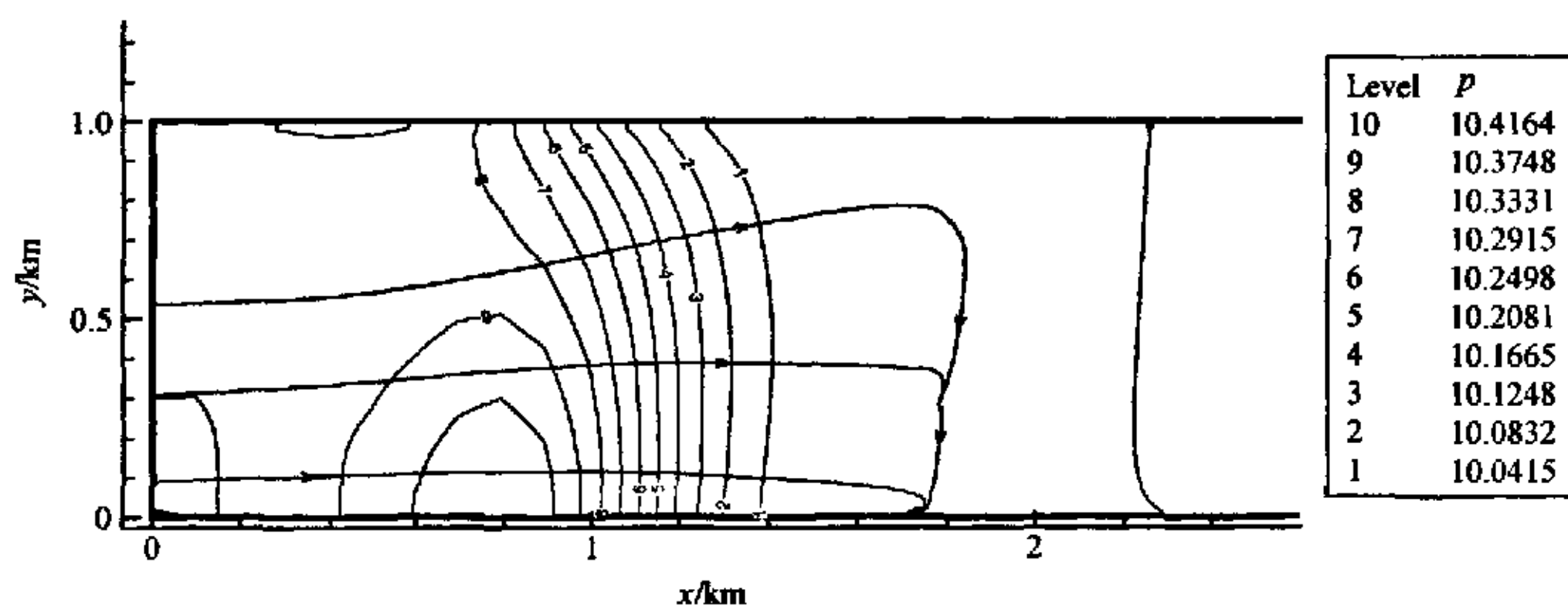
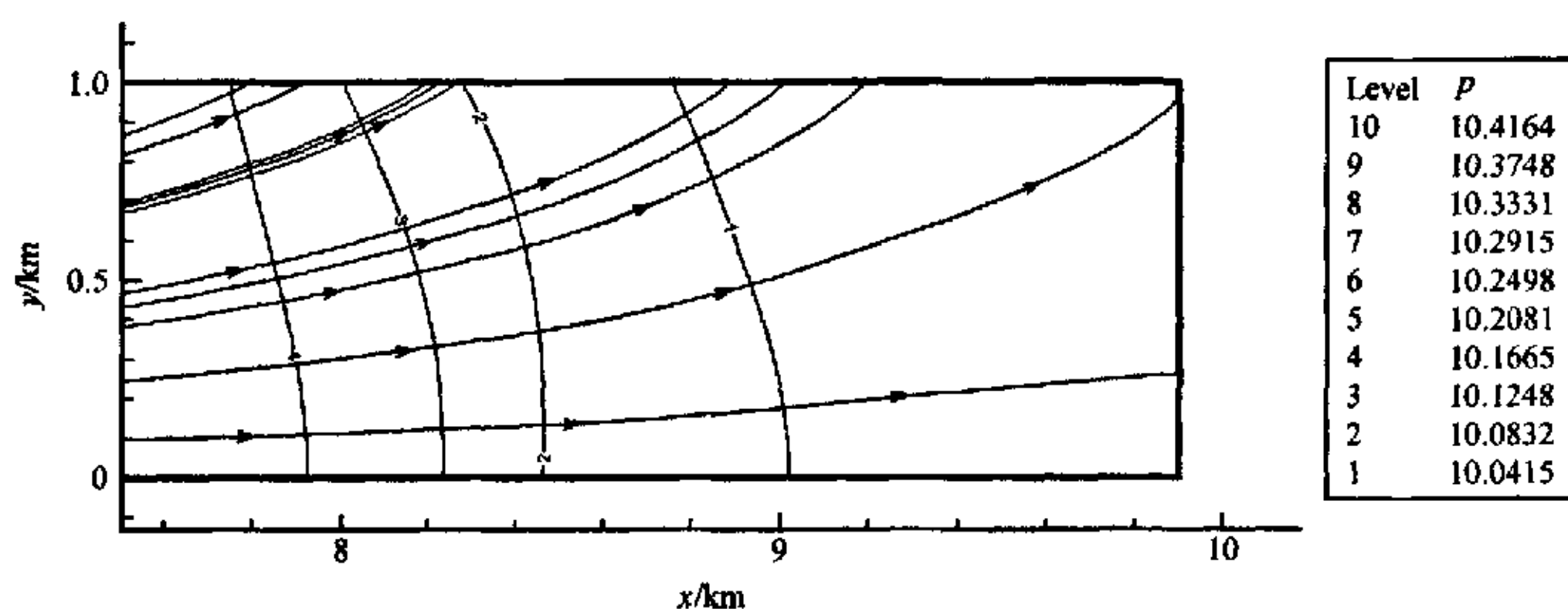
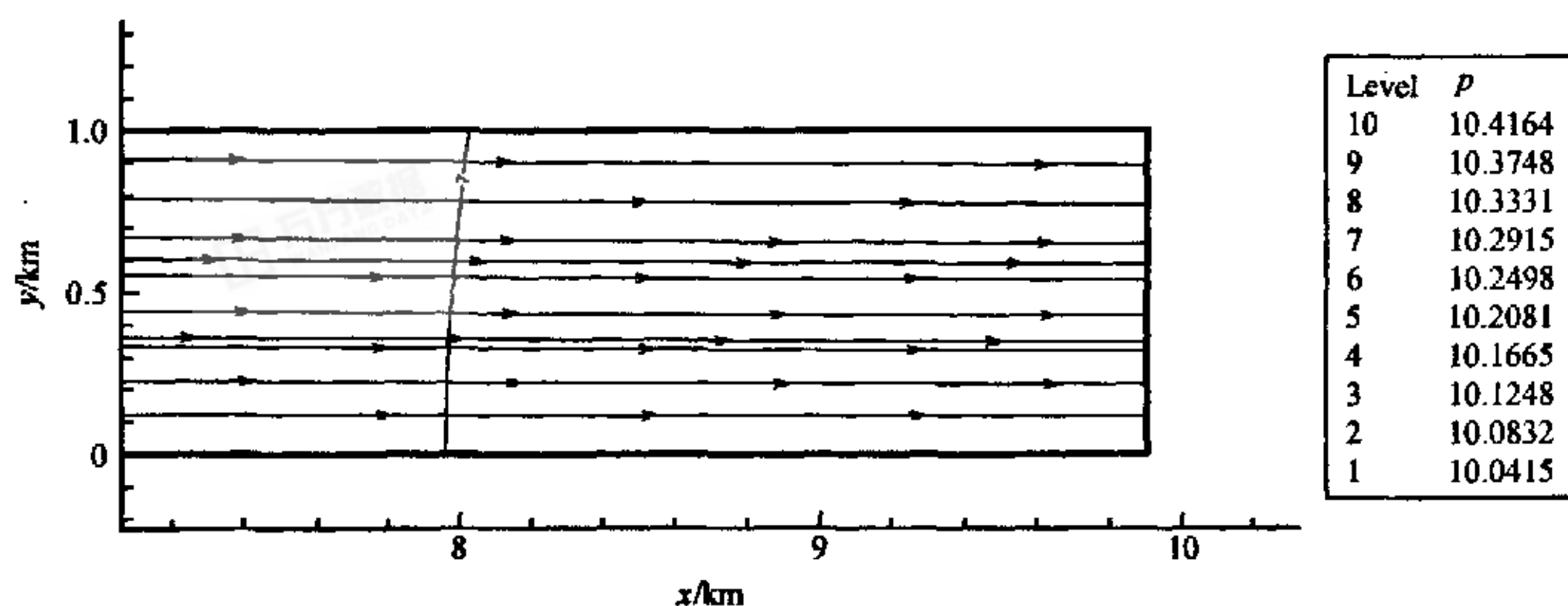
源的处理在计算中是一个很关键的问题。本文参考文献[18]中对源的处理,方法如下:首先确定在沙漠区的临界风速(即地表沙粒子被抬升到空中的最小风速)为 $0.3\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。在全计算区域内对每个网格点判断该点风速。若得出的摩擦速度大于临界起沙风速,则在该点置源。其中摩擦速度的计算采用如下公式:

$$u_* = \frac{V_* k}{\left[\ln \frac{z_s}{z_0} - \phi_m \left(\frac{z_s}{L} \right) \right]},$$

其中 V_* 是贴近地表层的风速, k 为 Von Karman 常数, z_0 是地面粗糙度,取为 0.01 m 。 L 为 Monin-Obukhov 常数,取为 0.5 。

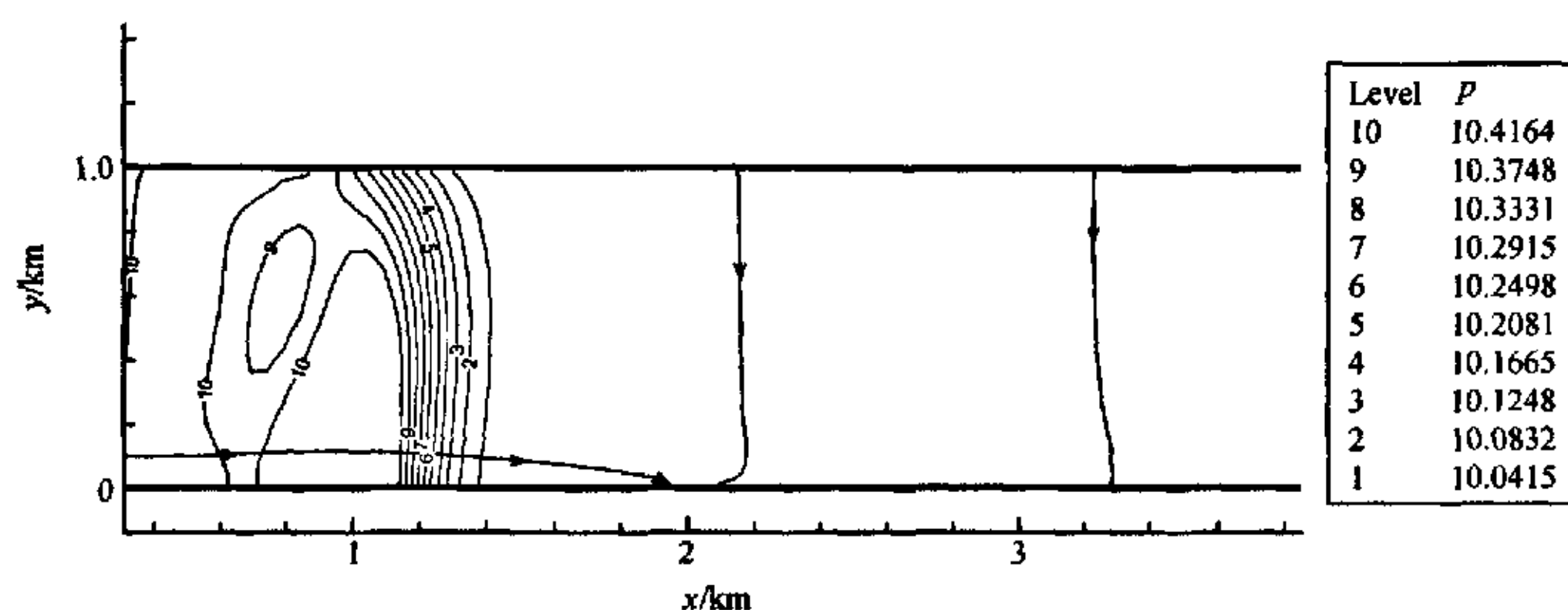
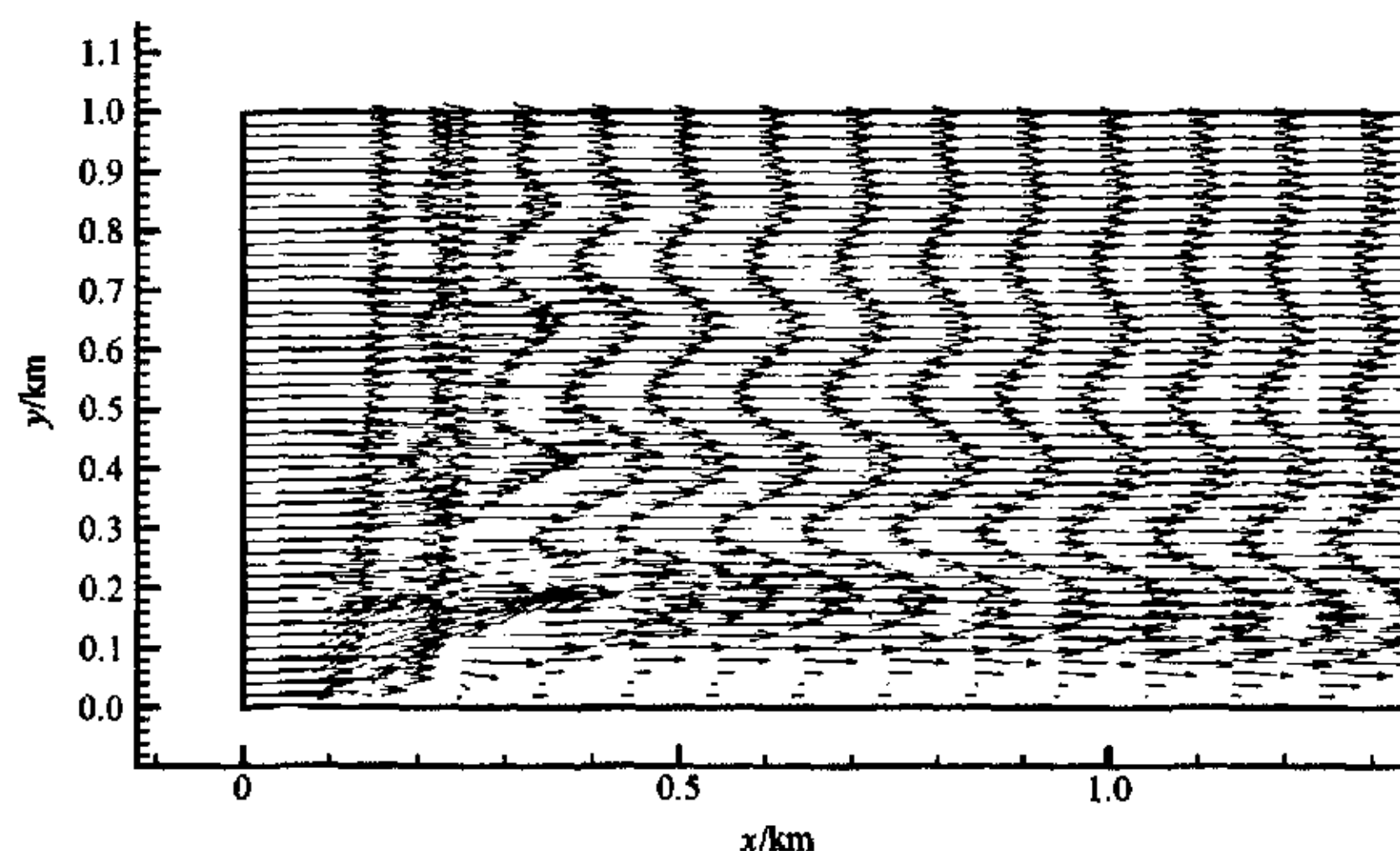
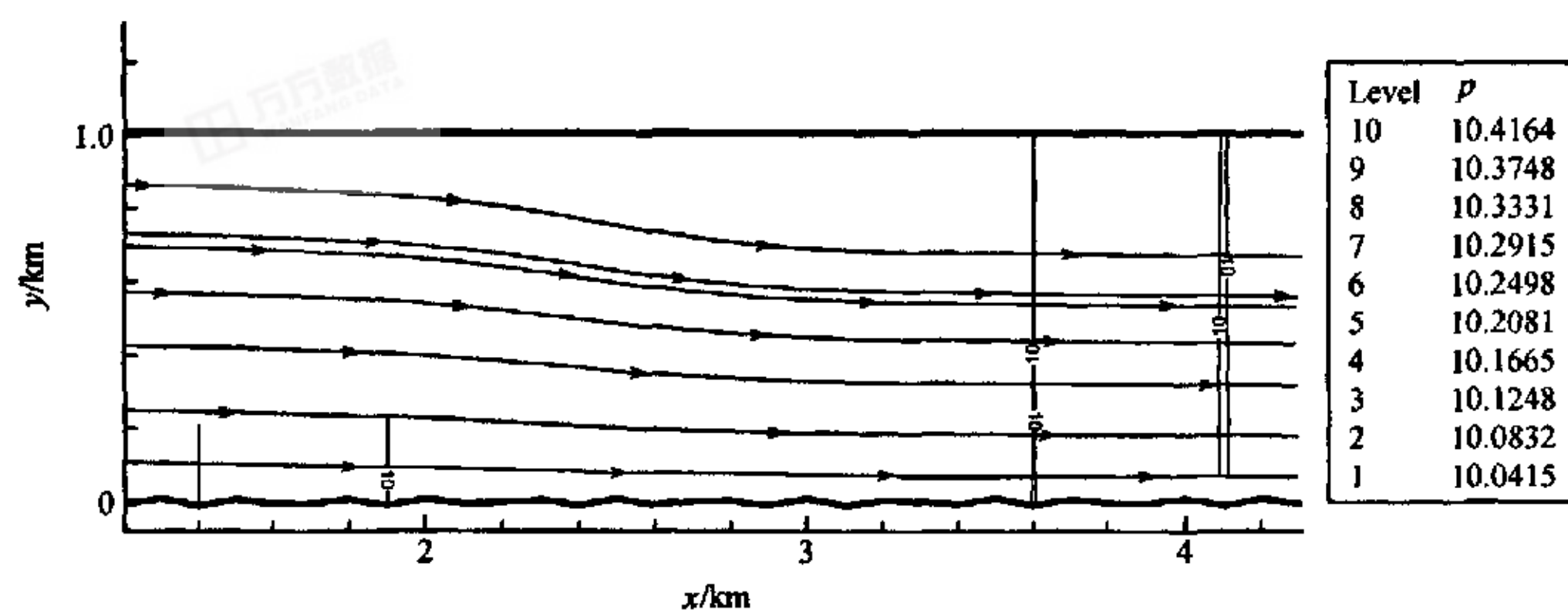
4 数值试验结果分析

在这3种沙床形态的边界条件下,本文研究了入口风速保持恒定时流场的变化。图2~4给出平坦沙地情况下,入口风速保持恒定时,3个不同时刻流场中的流线和等压线。由图2~4中的等压线可以看出,此时,流场中存在一个不断向前推进的压力波。其波前压力较低,波后压力较高。而且随着时间的推进,这个压力波扫过全场。最后使得全流场范围内的压力大致相同。同时,可以从图中等压线和流线的关系中看出,在平坦沙

图2 平坦沙地情况下, $t=33$ s时的流线及等压线图3 平坦沙地情况下, $t=264$ s时的流线及等压线图4 平坦沙地情况下, $t=1320$ s时的流线及等压线

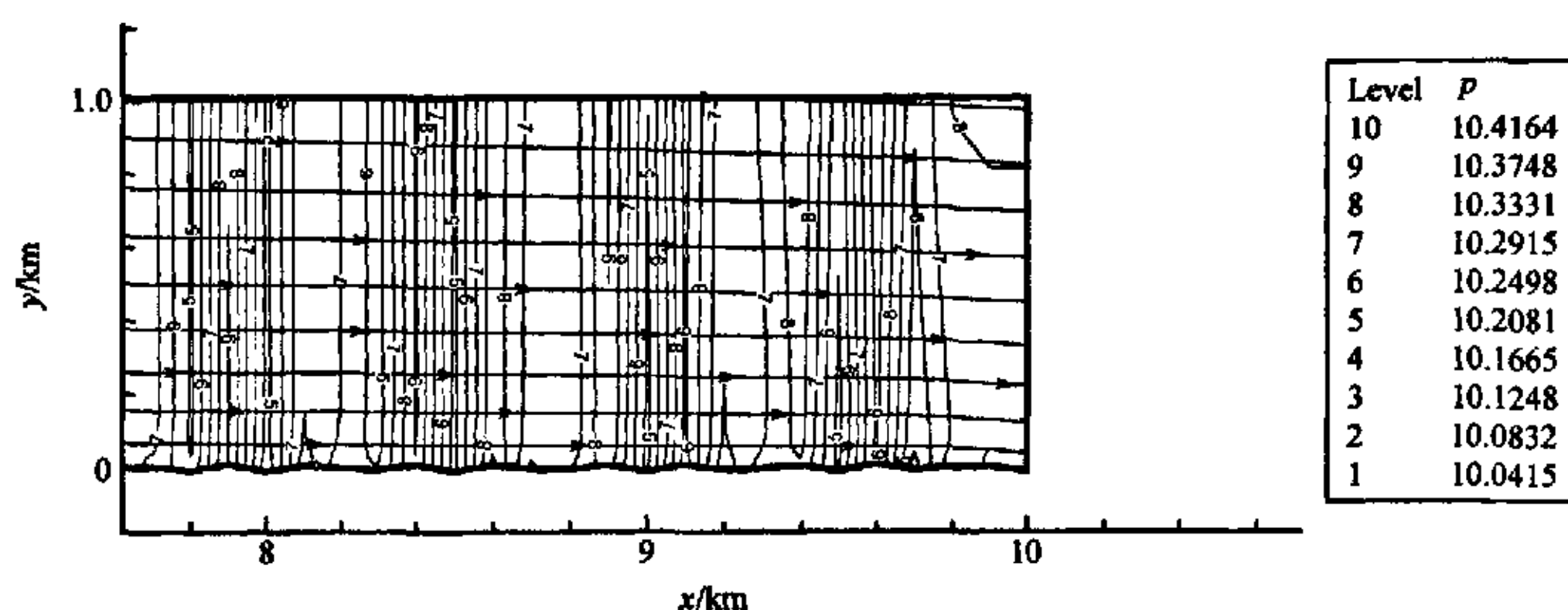
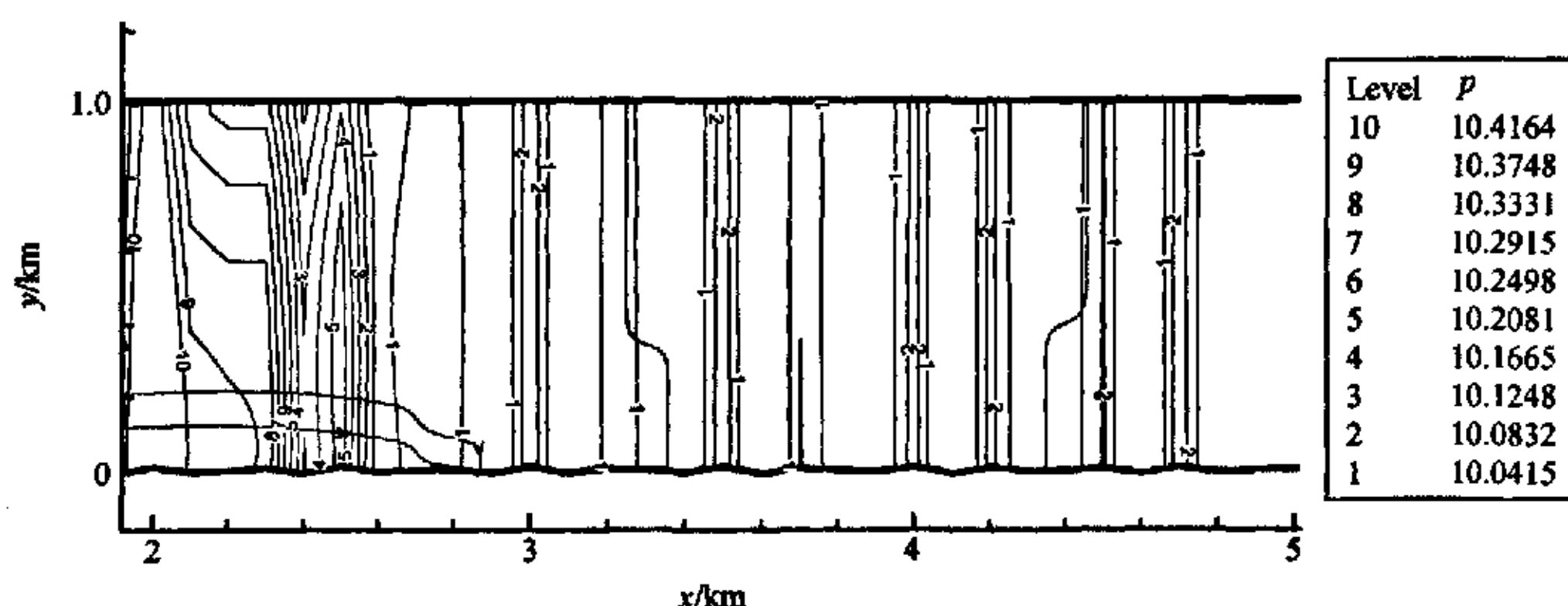
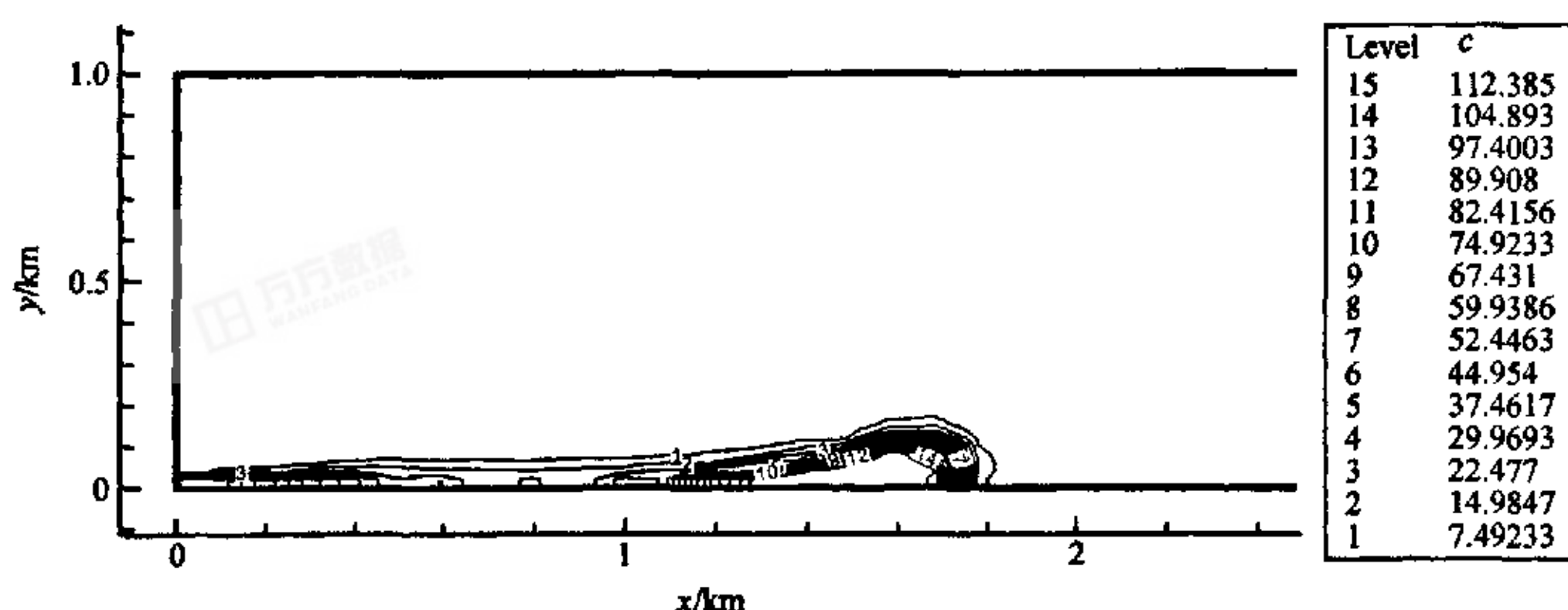
地和恒定风速的条件下, 流线的偏折主要是由于压力造成的。例如在图3中由等压线的分布可以看出流场中存在垂向的压力梯度, 而且 $\partial p / \partial y < 0$ 。因而气流在压力驱动下具有向上的速度, 所以流线向上偏折。气流达到平稳状态后, 流场中的速度分布与平板边界层类似。

图5是入口附近有单个沙丘且风速恒定时的流线和等压线。由图可以看出, 这种情况与平坦沙地的情况类似。流场中存在着随时间推进的压力波, 当压力波扫过全场后, 全场的压力大致相同。而且大部分区域中是压力梯度造成了流线的偏折。但是和平坦沙地不同的是, 在入口沙丘附

图5 单个沙丘情况下, $t=33$ s时的流线与等压线图6 单个沙丘情况下, $t=1320$ s时的入口处速度图7 连续沙丘时, $t=660$ s时的流线与等压线

近气流是由于被沙丘阻碍而产生偏折。从速度矢量图来看(图6),此时最后稳定状态下的速度矢量分布受到入口处沙丘的影响,与平坦沙地不同。这种速度矢量分布必将影响沙尘的悬移运动。

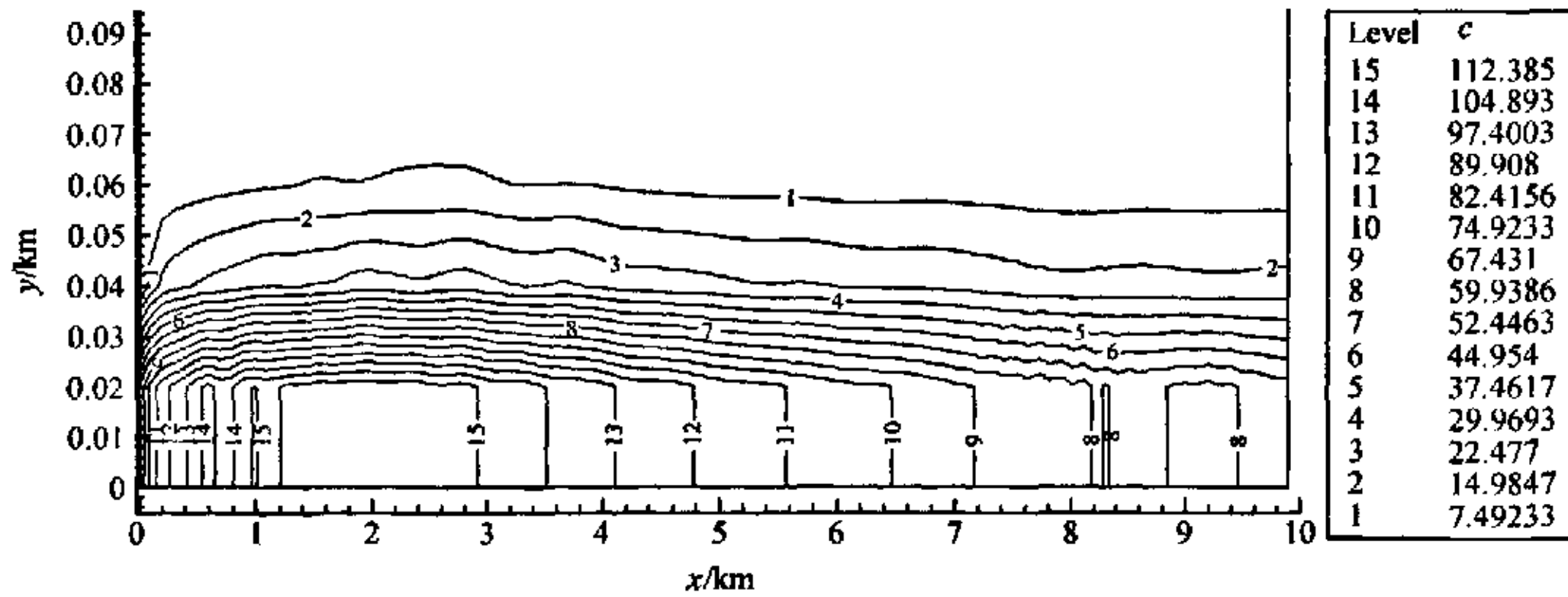
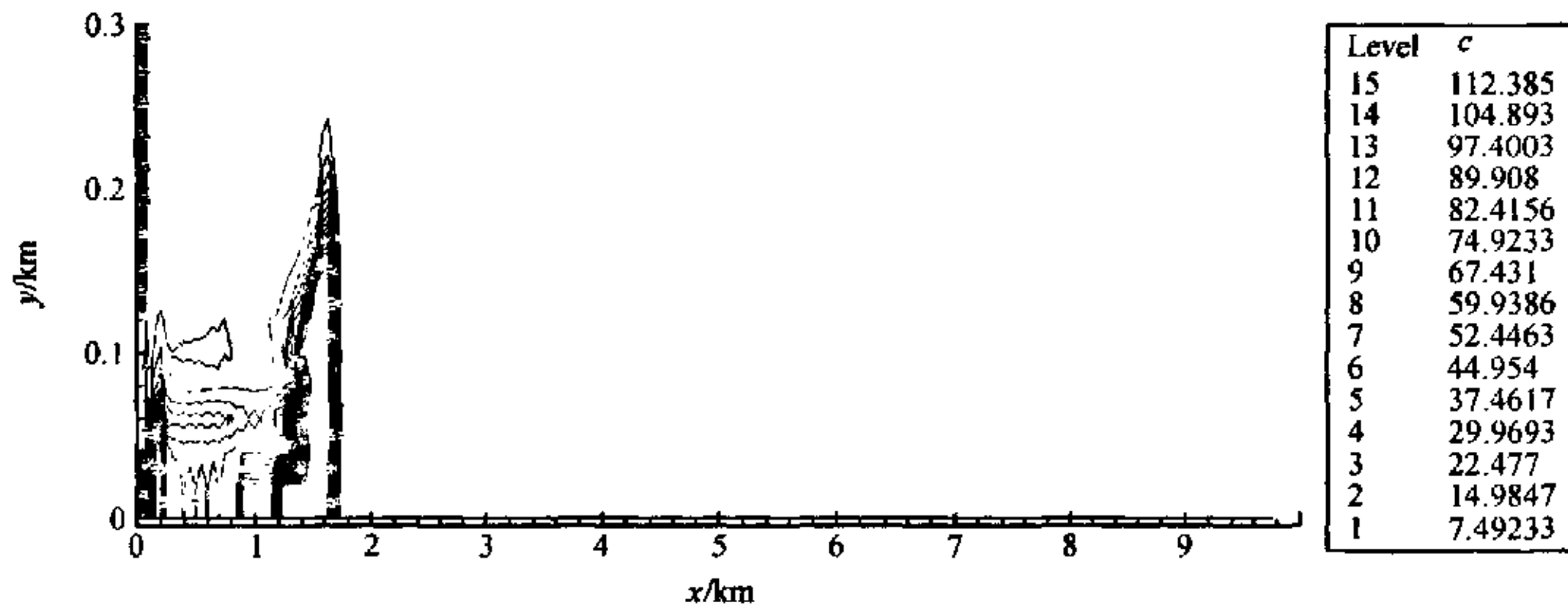
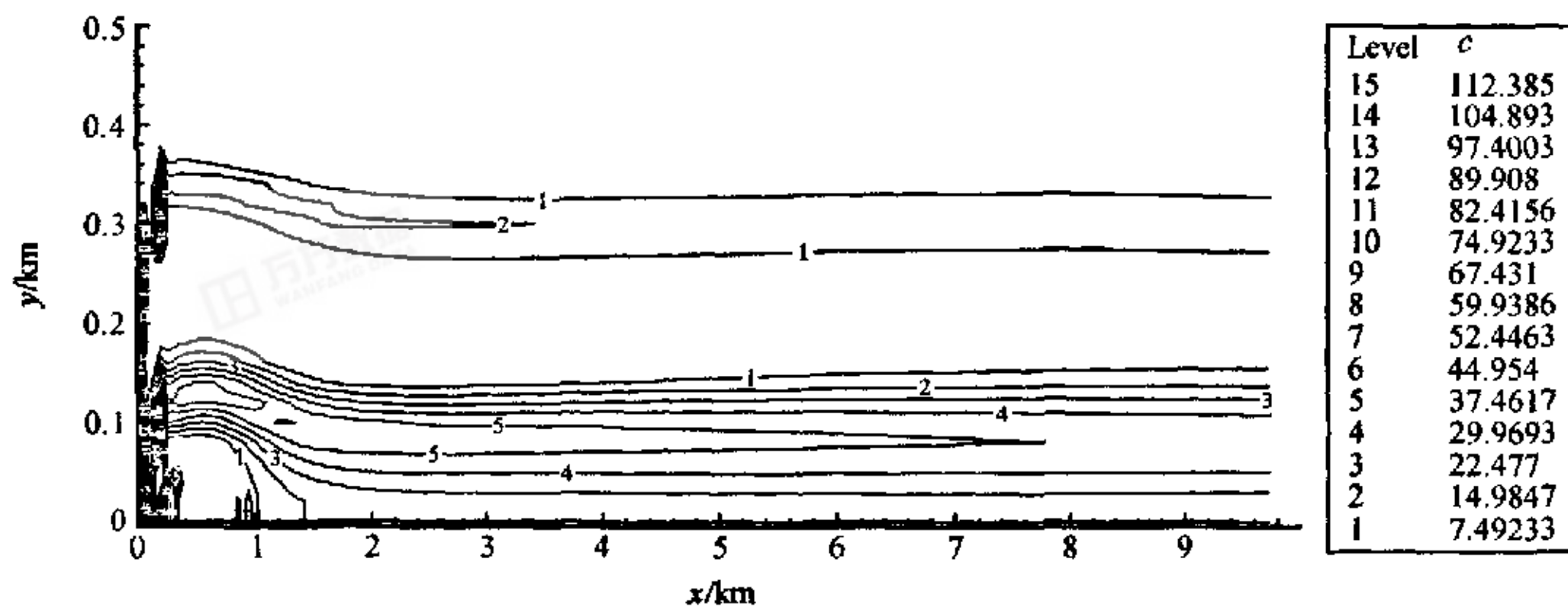
有连续沙丘分布的情况下,气流运动与前两种情况有较大的区别。图7~9是连续沙丘分布下的流线和等压线。其中,图7显示流场中存在有流线的偏折,但等压线却显示出相应的方向上不

图 8 连续沙丘时, $t=1320$ s 时出口处的流线及等压线图 9 连续沙丘时, $t=66$ s 时的流线及等压线图 10 平坦沙地入口风速恒定 $t=33$ s 时流场中的沙尘浓度 (局部放大)

存在压力梯度; 由图 8 明显可以看出流场中压力梯度, 但流线没有明显偏折。这说明在这样连续沙丘的情况下, 流线也就是气流的速度受地形变化的影响比受压力的影响更为严重。而且这种情况下, 地形会影响到压力的分布。由图 9 中的压力分布可以看出在沙丘的顶端压力比在底部要高, 这表明气流在流上沙丘时会受到阻碍, 而在流下

沙丘会被加速。因而地形对流场的影响很大。

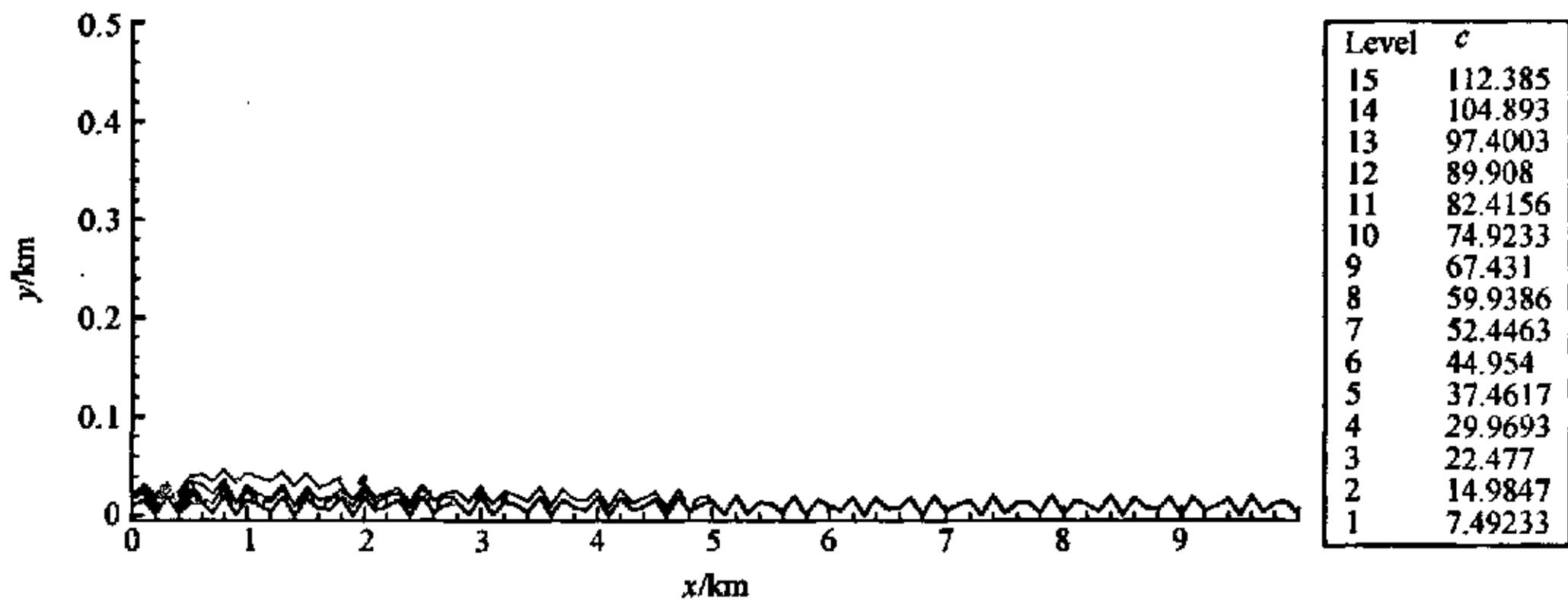
不同形态的沙床条件下, 气流运动有所不同。在不同的气流中, 沙粒的悬移也不同。下面进一步分析这 3 种不同沙床对沙尘浓度分布的影响。图 10 和 11 给出平坦地形下, 入口风速恒定时沙粒浓度的分布。由图 10 可以看出, 在来流流入后不久, 在入口附近沙粒子的浓度开始增大。随着

图 11 平坦沙地入口风速恒定 $t=1320$ s 时流场中的浓度图 12 入口附近有单个沙丘且风速恒定 $t=33$ s 时流场中的沙粒浓度图 13 入口附近有单个沙丘且风速恒定 $t=1320$ s 时流场中的沙粒浓度

时间延长, 整个流场中底部粒子浓度逐渐增大。但是由于流场中缺乏向上的抬升气流, 所以沙粒子虽然由于较大的风速而进入空中但却不能进一步向高空扩散 (见图 11)。因此在这种情况下, 沙粒始终在底部几十米的范围内扩散。可以认为, 在这种条件下不大可能形成剧烈的沙尘暴。

图 12 和 13 给出在入口附近有单个沙丘且入

口风速恒定时, 流场中沙粒浓度的分布。由图可以看出, 此时流场沙粒浓度分布与平坦地形下大不相同。在来流进入后不久, 入口附近就出现较大范围的沙粒浓度的增大 (图 12)。而且沙粒逐渐在整个流场的范围内向高空扩散。这主要是因为入口处的沙丘迫使流过的气流发生偏折, 因而在入口附近产生向上的抬升气流, 使入口附近沙

图 14 连续沙丘且风速恒定 $t=1320$ s 时流场中的浓度

粒子很快扩散到较高的高度。而且随着时间的推移, 气流的抬升高度不断增大, 因而沙粒也扩散得更高。然后在入口气流的作用下向下游发生悬移。从前面的流线图 (图 5) 可以看到, 在这种条件下, 流场的下游并没有抬升气流, 所以下游底部的沙粒子不会扩散到空中, 从而可以推断下游高空中的沙粒子是由入口沙丘附近被卷入空中然后再随着来流向下游扩散的。因而这种情况下, 很可能发生较大范围 (高度可达几百米) 的沙粒悬移 (见图 13)。

当有连续沙丘的情况下, 沙尘浓度分布与平坦沙床和单个沙丘的情况不同。图 14 是连续沙丘且入口风速恒定时流场中沙粒浓度的分布。由图 14 可以看出虽然入口气流使得在整个流场底部的速度足够大, 可以将沙粒卷入空中; 但是由于在整个流场中没有抬升气流, 因而沙粒无法向高空扩散, 始终只能在底部附近移动。

5 结论与讨论

通过对不同形态沙床下, 风速恒定时的流场和沙粒在空中悬移扩散的过程进行模拟, 得出以下有关沙丘绕流以及沙床形态对沙粒悬移影响的结论:

(1) 来流的风速度足够大, 使得地面摩擦速度大于起沙的临界速度, 这是沙粒发生悬移的必要条件。但是光有足够的风速还是不够的, 要使卷入空中的沙粒能在较大的高度范围内扩散, 流场中必须存在一定强度的抬升气流。比较剧烈地形起伏容易造成流动的不稳定。

(2) 只有流场中存在抬升气流, 才会使沙粒扩散到较高的高度。

(3) 平坦地形时气流偏折主要是压力梯度的作用; 而在沙丘起伏的表面上, 气流偏折受沙丘地形的影响很大。

以上结论对进一步分析和研究沙粒在沙地和沙丘绕流流场中的悬移有一定的参考价值。然而本文的计算还有一个能产生不稳定流动的条件没有考虑, 那就是外界辐射对地表的加热, 从而导致的气流上升。这实际上也是产生沙尘暴的一个重要条件。而且平移扩散方程的求解没有与流场的求解相耦合, 因而没有考虑粒子在空中积累的时间效应, 这一点主要出于减少计算量的考虑, 但也是不尽合理的。所以在进一步的研究中应予以考虑。

参考文献 (References)

- [1] 李振山, 董治宝, 陈广庭. 风沙运动数值模拟研究的进展. 干旱区研究, 1997, 14 (1): 63~68
Li Zhenshan, Dong Zhibao, Chen Guangting. A review of numerical studies on aeolian sediment movement. *Arid Zone Research* (in Chinese), 1997, 14 (1): 63~68
- [2] Bagnold R A. *The Physics of Blown Sand and Desert Dune*. London: Methuen & Co. Ltd. 1941
- [3] Anderson R S, Haff P K. Wind modification and bed response during saltation of sand in air. *Acta Mech*, 1991, (Suppl.) 1: 21~51
- [4] 杨保, 邹学勇, 王周龙, 等. 气流中跃移颗粒的受力分析. 地理科学, 1999, 19 (5): 475~478
Yang Bao, Zou Xueyong, Wang Zhoulong, et al. Mechanical analysis of a single saltating particle in air flow. *Scientia*

- Geographica Sinica* (in Chinese), 1999, 19 (5): 475~478
- [5] 黄宁, 郑晓静. 沙粒跃移云及 Magnus 力对床面有效粗糙度的影响. 中国沙漠, 2003, 23 (6): 616~620
Huang Ning, Zheng Xiaojing. Effects of wind-blown sand movement and Magnus force on effective roughness. *Journal of Desert Research* (in Chinese), 2003, 23 (6): 616~620
- [6] Anderson R S, Haff P K. A theoretical model of eolian impact ripples. *Sedimentology*, 1987, 34: 943~956
- [7] Anderson R S, Haff P K. Simulation of eolian saltation. *Science*, 1988, 241: 820~823
- [8] Shao Yaping. *Physics and Modeling of Wind Erosion*. Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers, 2000
- [9] 孙其诚, 王光谦. 模拟风沙运动的高散颗粒动力学模型. 泥沙研究, 2001, 4: 12~18
Sun Qicheng, Wang Guangqian. Discrete particle dynamics model for simulating sediment transport by wind. *Journal of Sediment Research* (in Chinese), 2001, 4: 12~18
- [10] Berkofsky L. A heuristic investigation to evaluate the feasibility of developing a desert dust prediction model. *Mon. Wea. Rev.*, 1982, 110: 2055~2062
- [11] Westphal D L, Toon O B, Carlson T N. A case study of mobilization and transport of Saharan dust. *J. Atmos. Sci.*, 1988, 45: 2145~2175
- [12] Westphal D L, Toon O B, Carlson T N. A two-dimension numerical investigation of the dynamics and microphysics of Saharan dust storms. *J. Geophys. Res.*, 1987, 92: 3027~3049
- [13] Joussaume S. Three-dimensional simulations of the atmospheric cycle of desert dust particles using a general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 1990, 95: 1909~1941
- [14] Shao Y, Leslie L M. Wind erosion prediction over the Australian continent. *J. Geophys. Res.*, 1997, 102: 30091~30105
- [15] Nickovics, Kallos G, Papadopoulos A. A model for prediction of desert dust cycle in the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 2001, 106: 18113~18129
- [16] 刘春涛, 程麟生. 黑风暴的沙尘形成与输送参数化及中尺度数值试验. 气象学报, 1997, 55 (6): 726~739
Liu Chuntao, Cheng Linsheng. Parameterization of the formation and transportation for sand-dust of the black storm and mesoscale numerical experiments. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 1997, 55 (6): 726~739
- [17] 刘毅, 张华, 周明煜. 一次沙尘暴天气及沙尘输送过程的数值模拟. 南京气象学院学报, 1997, 20 (4): 511~517
Liu Yi, Zhang Hua, Zhou Mingyu. Numerical study on sandstorm event with sand transport. *Journal of Nanjing Institute of Meteorology* (in Chinese), 1997, 20 (4): 511~517
- [18] 纪飞, 秦瑜. 东亚沙尘暴的数值模拟 II. 个例分析. 北京大学学报 (自然科学版), 1998, 34 (5): 639~645
Ji Fei, Qin Yu. The numerical simulation on dust-storm over east Asia. Part II: A case analysis. *Acta Scientiarum Naturalium Universitatis Pekinensis* (in Chinese), 1998, 34 (5): 639~645
- [19] 赵琳娜, 孙建华, 赵思雄. 一次引发华北和北京沙尘 (暴) 天气起沙机制的数值模拟研究. 气候与环境研究, 2002, 7 (3): 279~294
Zhao Linna, Sun Jianhua, Zhao Sixiong. Numerical simulation of dust emission in north China. *Climatic and Environmental Research* (in Chinese), 2002, 7 (3): 279~294
- [20] 邵亚平. 沙尘天气的数值预报. 气候与环境研究, 2004, 9 (1): 127~138
Shao Yaping. Numerical prediction of dust weather. *Climatic and Environmental Research* (in Chinese), 2004, 9 (1): 127~138
- [21] 王夕华, 顾璐. 沙尘暴 (气体-颗粒) 两相流数值模拟-II 个例分析. 工程热物理学报, 2004, 25 (2): 262~264
Wang Xihua, Gu Pan. Dust-storm (gas and particle) two-phase flow numerical simulation-II case. *Journal of Engineering Thermophysics* (in Chinese), 2004, 25 (2): 262~264
- [22] 孙建华, 赵琳娜, 赵思雄. 华北强沙尘暴的数值模拟及沙源分析. 气候与环境研究, 2004, 9 (1): 139~154
Sun Jianhua, Zhao Linna, Zhao Sixiong. A numerical simulation on severe dust storm events in north China and their dust sources. *Climatic and Environmental Research* (in Chinese), 2004, 9 (1): 139~154
- [23] 周荣卫, 刘红年, 蒋维楣. 中国地区沙尘气溶胶输送过程的数值模拟. 气象科学, 2004, 24 (1): 16~25
Zhou Rongwei, Liu Hongnian, Jiang Weimei. The study on the transport of dust aerosol in China. *Scientia Meteorologica Sinica* (in Chinese), 2004, 24 (1): 16~25
- [24] 王炜, 宋振鑫, 邵亚平等. 沙尘暴天气数值预报系统及其预报效果检验. 气象科技, 2005, 33 (1): 25~31
Wang Wei, Song Zhenxin, Shao Yaping et al. Numerical simulation and forecast system of dust storms and its performance test. *Meteorological Science and Technology* (in Chinese), 2005, 33 (1): 25~31
- [25] 孙建华, 赵琳娜, 赵思雄. 一个适用于我国北方的沙尘暴天气数值预测系统及其应用试验. 气候与环境研究, 2003, 8 (2): 125~142
Sun Jianhua, Zhao Linna, Zhao Sixiong. All integrated numerical modeling system of dust storm suitable to North China and its applications. *Climatic and Environmental Research* (in Chinese), 2003, 8 (2): 125~142