

尘卷风的形成、结构和卷起沙尘过程的数值研究*

顾兆林 赵永志 郁永章 冯 霄

(西安交通大学环境与化学工程学院, 西安, 710049)

摘 要

文中应用数值算法对尘卷风的发展过程进行了模拟计算与分析。通过模拟计算得到了尘卷风的内部详细结构和运动过程。研究表明尘卷风是由于地面局部增热不均匀而形成的一种特殊的旋转对流运动。在尘卷风形成的过程中, 外围空气通过贴近地面的薄层被地面加热后流向中心部位, 外围空气的旋转能量在中心部位得到加强形成尘卷风, 其旋转能量是热泡原来具有的旋转能量的局部集中和一部分势能转化而形成的, 其旋转方向是由热对流泡的初始旋转方向所决定。尘卷风是一种类兰金涡, 旋转速度和压力的分布具有兰金组合涡的特点; 在成熟阶段, 尘卷风的详细结构可以粗略地分为 4 个区域——地面附近的气流汇聚区域、柱状的涡核区域、旋风与地面作用形成的转角风区域以及涡核外部的的外围气流区域。转角区域可以细分为两个子区域——外围的方位角风区域(在该区域, 上升气流运动方向与轴线之间有一定的夹角, 称为方位角)和中心的下沉停滞气流区域。尘卷风中心的低压和急速的上升气流可使大量沙尘扬起, 不同直径的沙尘颗粒在尘卷风的作用下运动轨迹不同, 因此卷起不同大小沙尘的尘卷风的外形也是不同的。

关键词: 尘卷风, 数值模拟, 对流泡, 对流边界层, 沙尘。

1 引 言

悬浮在空中的沙尘是一种重要的环境污染物, 这些沙尘颗粒一般都很小, 直径只有几微米到十几微米^[1, 2], 但即使是如此小的沙尘, 大气边界层内一般的风也很难将其扬起^[3], 只有几种特殊的风系统, 例如沙尘暴、龙卷风、尘卷风等具有强烈的垂直对流风, 能够将沙尘携带到高空, 然后被高空风吹到其他地区沉降, 造成大气边界层内空气质量的下降。在这些风系统中, 沙尘暴规模最大, 危害也最大, 因此诸多学者对其进行了观测和模拟研究^[4, 5]。相对而言, 龙卷风和尘卷风的规模要小很多, 由于龙卷很少发生在干旱地区, 因此并不是主要的扬沙风系, 相反, 尘卷风是最为常见的小型风沙搬运系统, 它是一种在沙漠、戈壁、干河滩等地区, 特别是春夏季炎热的午后经常出现的旋转气团, 如图 1。它具有拉长的倒锥状外形, 是一种小尺度的对流旋涡, 通常发生于白天地面被强烈加热, 紧靠地面形成一层过热空

气的地方^[6, 7]。这种热地面对紧贴其上的空气层加热, 造成了一种不稳定状态, 一层热空气之上覆盖着一层冷空气。由于空气不能整层翻转, 于是在上升对流集中处就发生小型的热气囊——热对流泡, 如图 2, 周围的风给热对流泡一定的角动量, 随着热对流泡的上升, 近地空气向热泡处汇聚, 补充热空气上升造成的空缺, 角动量随着气流的汇聚而加强, 在热泡底部的中心部位形成尘卷风, 如图 3, 其旋转方向可以顺时针或逆时针, 取决于地形和周围风的流动形式^[8~10]。尘土、灰沙以及其他轻细的物体随风卷起, 形成尘柱。在炎热、干燥、风速小的条件下, 尘卷风一般可持续几分钟到十几分钟。它的直径一般是几米到十几米, 可见高度一般是几十米, 有的也可达一二百米^[11]。

关于尘卷风的研究自从 20 世纪中期以来一直都在进行, Ives^[8]和 Sinclair^[7, 9, 10]是最早对尘卷风进行系统观测研究的学者, 他们总结得到了尘卷风的一些基本特征参数。关于尘卷风的成因也有多种

* 初稿时间: 2002 年 11 月 27 日; 修改稿时间: 2003 年 8 月 6 日。
资助课题: 教育部跨世纪人才培养计划项目。

理论,但大部分学者认同于热对流泡理论^[12~16]。Willis 和 Deardorff^[17] 在研究对流边界层的试验中发现其中出现了一些垂直旋涡结构, Kanak 等^[15] 和 Fiedler 等^[16] 运用大涡模式(LES)对大气对流边界层进行数值模拟,在他们的计算结果中同样都发现了垂直的旋涡结构,这些现象有力地证实了热对流泡理论。由于在沙漠、戈壁以及高原地区的太阳辐射非常强烈,热对流泡活动异常剧烈^[18],因此在这些地区尘卷风发生的频率和强度都比较高,这种理



图1 尘卷风

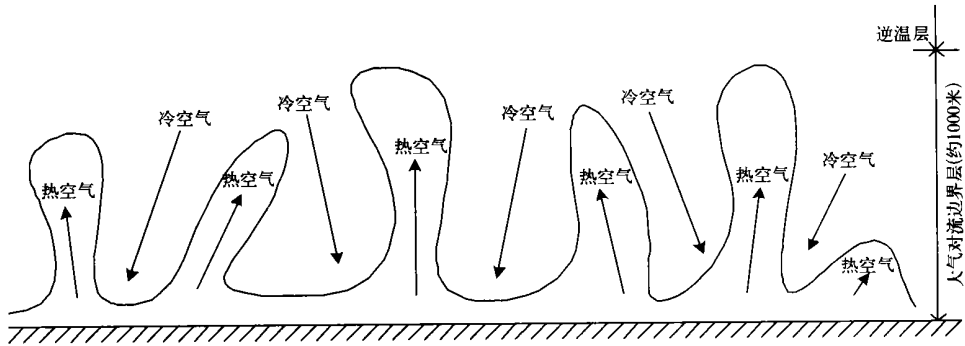


图2 大气对流边界层内的泡状对流运动

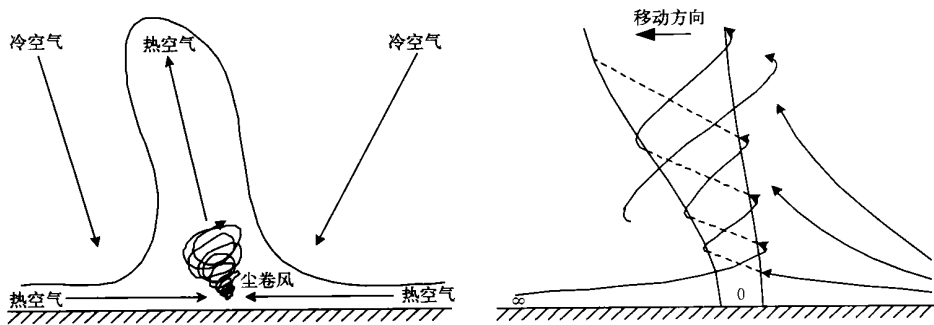


图3 尘卷风形成和结构示意图

论与我们所观测到的事实一致。

在众多的研究方法中,数值模拟是研究尘卷风的方法之一, Kanak 等^[15] 和 Fiedler 等^[16] 运用大涡模式模拟对流边界层,但在其中发现的垂直旋涡比较粗糙,无法对尘卷风的详细结构进行分析研究。为了研究尘卷风的精细结构,本文采用 Eulerian/Lagrangian 方法^[19],运用 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型^[20]建立了高分辨率的尘卷风数值模型,运用 PISO 算法^[21]对尘卷风的空气动力过程进行模拟计算,研究尘卷风的演变。由于本文主要关注尘卷风的空气动力结构和对沙尘的作用,因此研究对象是非迁移式的规则螺旋式尘卷风,对其详细结构和运动过程进行初步分析,以获得尘卷风的基本特征,为尘卷风扬

沙造成空气质量下降提供理论基础。

2 数学模型

2.1 概述

(1) 大气对流边界层中的对流运动是以泡状结构进行的,诸多学者都对其进行了观测和模拟。尘卷风是大气对流边界层中单个热泡对流运动的特殊形式,这种热泡局部具有较大的旋转速度,热空气在底部受热汇聚而上升时,热泡的旋转能量和一部分势能转化为旋转动能,在中心部位得到了加强。

(2) 尘卷风由单个热泡发展而成,热气团必须具有一定的旋转初动量,其形成原因有很多。其中

地形的影响很大, 最常见的是山丘背风面的回流区, 在回流区空气缓慢地旋转, 当回流区的中心与热泡的中心接近或重合, 热泡就会由简单的热对流泡发展为局部剧烈旋转的热对流泡——尘卷风。故此, 本文在研究尘卷风的空气动力过程时, 引入一定的旋转初速度作为尘卷风发展的必要条件之一。

(3) 热泡内空气温度较周围空气高, 在浮力作用下空气的垂直运动速度为正值; 冷空气温度较周围空气的低, 在重力作用下空气的垂直运动速度为负值。

(4) 尘卷风一般为柱状结构, 如图 1 所示, 其有效直径大约在几米到几十米, 在旋风柱状区域的外围, 如果直径足够大(相当于一个热泡的大小), 例如本文中的计算区域直径 600 m, 空气几乎不受尘卷风的干扰, 因此, 对尘卷风而言, 如果我们所研究的区域足够大, 就可以认为该区域没有外部气体的加入, 除地面外, 该区域和环境也没有能量的相互作用, 边界对尘卷风旋涡没有影响。

另外, 根据戈壁、沙漠地区的观测试验资料^[22, 23], 地面在太阳的曝晒下会对上面的气体有较强烈的加热作用, 在物理上就是地面有一定的热通量。

2.2 假设

在建立数学模型前, 对物理模型作了如下假设:

(1) 气体介质是空气, 假设为理想气体。

(2) 由于计算区域远大于所研究区域, 可以认为计算区域为孤立体, 它与周围环境之间没有物质和能量的交换, 但地面上有 250 w/m^2 的热通量, 这是根据沙漠戈壁上的实际情况取春夏季节中午时分的平均值。

(3) 计算区域为 1500 m (H 高度) \times 300 m (R 半径) 的圆柱形区域。

2.3 控制方程组

(1) 气相控制方程

气相控制方程可写成如下的统一形式^[19]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \varphi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right] + S_{\varphi} + S_{\varphi,p} \quad (1)$$

式中 φ 代表气相速度的 3 个分量 u, v, w , 以及 k 和 ε , Γ_φ 是输运系数, S_φ 和 $S_{\varphi,p}$ 分别为气相自身源项和颗粒相的存在对气相场的影响源项, $\varphi, \Gamma_\varphi, S_\varphi, S_{\varphi,p}$ 在各方程中的含义如表 1 所示。

$$\text{状态方程: } P = R\rho T \quad (2)$$

表 1 式(1)中各个量的含义

方程	连续方程	X 方向动量方程	Y 方向动量方程	Z 方向动量方程	湍动能方程	湍动能耗散率方程
φ	1	u	v	w	k	ε
Γ_φ	0	μ_e	μ_e	μ_e	$\mu + \mu_t/\sigma_k$	$\mu + \mu_t/\sigma_\varepsilon$
S_φ	0	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu_e \frac{\partial u_i}{\partial y} \right]$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu_e \frac{\partial u_i}{\partial x} \right]$	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu_e \frac{\partial u_i}{\partial z} \right] + \rho g$	$G_k - \rho \varepsilon$	$\frac{\varepsilon}{k} (c_1 G_k - c_2 \rho \varepsilon)$
$S_{\varphi,p}$	0	0 和 $S_{u,p}$ (不同阶段)	0 和 $S_{v,p}$ (不同阶段)	0 和 $S_{w,p}$ (不同阶段)	0	0

RNG $k - \varepsilon$ 模型和标准 $k - \varepsilon$ 中的系数是不同的, 比较如下:

表 2 标准 $k - \varepsilon$ 和 RNG $k - \varepsilon$ 中各个常数^[20]

模型	标准 $k - \varepsilon$	RNG $k - \varepsilon$
c_μ	0.09	0.085
c_1	1.44	1.42
c_2	1.92	1.68
σ_k	1.00	0.7179
σ_ε	1.30	0.7179

方程组中各量说明如下

变量: u, v, w —速度; x, y, z, X, Y, Z —坐标; ρ —密度; μ —粘性; t —时间; g —重力加速度; i, j —笛卡尔坐标分量; k —湍流动能; ε —湍流动能耗散率; $\alpha_k = 1/Pr_k, \alpha_\varepsilon = 1/Pr_\varepsilon, G_k = \mu_t S^2, S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, S_{ij}$

$$= \frac{1}{2} \times \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right], \mu_t = C_\mu \rho k^2 / \varepsilon.$$

(2) 颗粒相控制方程

粒轨道模型^[19]是在 Euler 坐标系中处理连续的流体相, 进而在 Lagrangian 坐标系下处理单个的颗粒相, 对大量颗粒轨迹进行统计分析就能得到颗粒群运动的概貌。单个颗粒的运动方程可直接从牛顿第二定律得出

$$m_p \frac{du_p}{dt} = \sum F_p \quad (3)$$

式中 $m_p du_p/dt$ 为惯性力; $\sum F_p$ 包含颗粒所受的曳力 F_r 、浮力 F_o 、压力梯度力 F_p 、虚拟质量力 F_a 、Basset 力 F_B 、Magnus 力 F_M 、Saffman 力 F_S 、热泳力 F_t 及颗粒重力 F_g 。

尽管作用在颗粒上的力相当复杂, 但一般情况

下并非所有力都同样重要。如在气固两相流动中, 由于气体的密度通常远小于颗粒的密度, 与颗粒本身惯性相比, 浮力、压力梯度力、虚假质量力等力均很小, 可以忽略不计。在以上所有的相间力中, 曳力相对而言是最重要的力, 它对流动、传热、传质等都起着十分重要的作用, 不能忽略。实际上, 很多学者在计算时, 对相间作用力只考虑了曳力。目前对单个颗粒在无界流场中所受曳力的研究非常充分。曳力的计算被归结为对曳力系数 C_D 的计算

$$F_r = F_D(u - u_p) \quad (4)$$

式中 $F_D = \frac{18\mu C_D Re}{\rho_p D_p^2 24}$, 其中 $Re = \frac{\rho D_p |u_p - u|}{\mu}$,

$$C_D = \begin{cases} 24Re & (Re < 1) \\ 24[1 + 0.15Re^{0.687}]/Re & (1 < Re \leq 1000) \\ 0.44 & (Re > 1000) \end{cases}$$

其他力: 浮力 $F_o = -g\varrho/\rho_p$, 压力梯度力 $F_p =$

$$\left(\frac{\rho}{\rho_p}\right) u_p \cdot \frac{\partial u}{\partial x}, \text{ 虚拟质量力 } F_a = \frac{1}{2} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{d}{dt} (u - u_p),$$

Saffman 力 $F_s = 1.61(\mu\varrho)^{\frac{1}{2}} D_p^2 (u - u_p) |\partial u / \partial y|^{\frac{1}{2}}$ 以及重力 $F_g = g$, 式中 u 为气相速度, u_p 为颗粒速度, Re 为颗粒雷诺数, ρ 为气相密度, ρ_p 为颗粒密度, D_p 颗粒直径。

其余一些力影响较小, 在本文模型中忽略不计。

2.4 初始条件和边界条件

由于计算是非定常的, 计算条件除边界条件外还有初始条件。

2.4.1 边界条件

壁面条件: 计算区域四周为绝热壁面, 壁面处速度 $U = 0$ m/s; 地面为粗糙表面, 粗糙高度为 0.1 m, 为定热流壁面, 热流量为 250 W/m², 计算区域顶是等压力入口。

2.4.2 初始条件

(1) 温度分布: 800 m 以下为 300 K 等位温场, 800 m 以上为逆温层, 逆温梯度为 10 K/km; 在以地面中心为圆点的半径为 300 m 的区域内温度附加球形梯度分布, 最大温度差为 2 K, 经此温差扰动产生热对流泡;

(2) 初始旋转速度: 0.5 m/s。

(3) 径向以及轴向初始速度: 0 m/s;

(4) 压力分布: 符合大气对流边界层内压力的梯度分布;

2.5 求解过程

文中的模拟计算共分为两个阶段: (1) 为尘卷

风形成阶段的模拟, 反映气团由热旋转热泡发展成剧烈旋转的尘卷风的过程, 在这个阶段不考虑沙尘的影响, 也就是进行气相单相模拟; (2) 为发展成熟的尘卷风扬沙模拟, 模拟可以得到在一段时间内尘卷风扬起风沙的过程, 也就是在尘卷风发展成熟时, 在单相结果瞬态加入大量沙尘继续模拟计算, 进行气固两相流动的模拟计算。通过两个阶段的模拟计算得到的结果可以定性分析尘卷风的基本结构与发展过程。

文中采用适合于处理非定常流动的 PISO 算法求解控制方程组, 采用 $k-\varepsilon$ (RNG) 湍流模型进行模拟计算, 计算区域为 300 m (R) \times 1500 m (H) 的圆柱形区域, 计算网格为非均匀网格, 网格数 50 (R) \times 100 (H) \times 36 (C) = 180000, 不均匀网格比率 1.15, 在尘卷风爆发处适当加密网格, 有利于研究其精细结构。

3 计算结果以及分析

在本文的算例中, 模拟计算得到尘卷风的生命期约 12 min。尘卷风由弱旋转热泡诱发, 经历弱涡——发展——成熟——消亡 4 个阶段, 成熟期的尘卷风空气动力结构特征最具研究意义, 本文首先对 300 s 时刻发展成熟的尘卷风进行了空气动力和运动结构分析。

图 4 显示了尘卷风内地面附近的气体的运动轨迹。从图中可以看到空气在底部向中心汇聚, 在汇聚的同时旋转速度也逐渐增大, 在中心部位高速旋转的气体急速上升, 呈现螺旋式上升的态势, 这跟自然界中所观察到的尘卷风的宏观运动情况一致。尘卷中心温度较高, 气流上升, 四周温度较低, 气流下降, 由于中心部位的上升气流需要补充, 所以四周的气体要迅速补充, 在流向底部中心区域的同时, 空气被地面加热(地面由于受到太阳剧烈的辐射而具有很高的温度)。在气流向中心汇聚的同时, 周围空气的角动量在中心部位得到加强, 另有一部分势能转化为旋转能, 造成气流角动量在底部中心急剧增大, 尘土、灰沙以及其他轻细的物体随风卷起, 便形成常见的尘卷风。

因为本文模拟得到的尘卷风是轴对称的, 因此我们在分析其垂直结构时采用 $r-z$ 截面的计算结果, 如图 5 所示。根据模拟得到的结果, 结合其他学者的观测和研究, 我们可以把尘卷风的结构粗分为 4 部分——地面附近的气流汇聚区、柱状的涡核区、

旋风与地面作用形成的转角区、以及涡核外部的外围气流区,如图 6a。转角区域又可以细分为两个子区域——外围的方位角风区(在该区域,上升气流运动方向与轴线之间有一定的夹角,称为方位角)和中心的下沉停滞气流区,如图 6b。因为转角区的流动最为紊乱和强烈,所以我们重点对其内的流动进行分析。从图 5a 中可以看到空气在转角区以及附近的流动情况。热空气在接近于地面的汇流层流入,然后在转角区突然转而向斜上方向流动,而后进入涡核区。在离心力的作用下,气流向外倾斜,形成所谓的方位角风区,然而在核心部位有一股下沉气流,主要是由旋转造成的逆压力梯度造成的,这与 Sinclair^[9, 10]的观测结果一致。从图 5b 中可以看到,最大旋转速度约为 13 m/s,最大旋转速度位置大概在半径为 7 m、高度为 2 m 附近的环形区域。从图中还可以看到在尘卷风的核心以及外围旋转风速很低,尘卷风具有朗肯旋涡的特征。从图 5c 中可见在 $r-z$ 截面内气流速度达到 6 m/s。从图 5d 中可以看到在地面附近强烈的汇流和上部强烈的方位角外抛风。从图 5e 可以看到外围的强烈上升的方位角风以及核心区域停滞的气流。图 5f 是 $r-z$ 截面上的压力等值线图,气压是绝对气压值,由于在计算时取地面处的平均气压为标准大气压 1013.25 hPa,所以得到的气压的阶梯分布符合实际情况。可以看到在尘卷风的中心部位气压偏低,这是由于旋转的空气造成的,这也正是自由旋涡的特点。由于核心

部位的气压相对较低,才导致了尘卷风有“吸入”杂物和气体的作用。对于某一个旋转热泡,只有当旋转速度达到一个固定值,具有了“吸入”效应,真正意义的尘卷风才算形成。这个具有低压和下沉、停滞气流区域也可以称为尘卷风眼,因为此处风速很低,跟热带气旋的风眼有些类似。

从图 5 可以看到模拟得到的尘卷风的涡核直径约为 22 m,但最大旋转速度处的直径(地面附近的涡核直径)仅为 15 m 左右。Sinclair^[24, 25]对尘卷风进行的观测研究结果表明,在亚利桑那州 Tucson 附近观测到的尘卷风中,55% 的尘卷风直径在 3~15 m 之间,15% 的尘卷风直径大于 15 m,尘卷风内外的典型温差大约 4~8 K,压差 250~450 Pa。在本文模拟得到的例子中,涡核直径为 22 m,尘卷风内外的温差为 8 K 左右,压差约为 200 Pa,因此属于一个较大的尘卷。Sinclair^[24]和 Kaimal 等^[26]指出在尘卷风的中心存在一股气温较低的作类刚体旋转的下沉气流,这一点与我们的计算结果完全一致。除此之外, Sinclair^[24]和 Ives^[8]还通过对所观测到的尘卷风进行统计分析得到了一些关于尘卷风的极限参数:地面附近最大上升气流速度约为 15 m/s,地面附近最大旋转速度约为 15 m/s,地面附近最大径向汇流速度约为 5 m/s。对于本文的算例,最大上升气流速度、最大旋转速度和最大径向汇流速度分别约为 5, 13 和 8 m/s,这些计算结果和观测到的数据基本一致。同时, Sinclair^[24]还观测到径向汇流速度

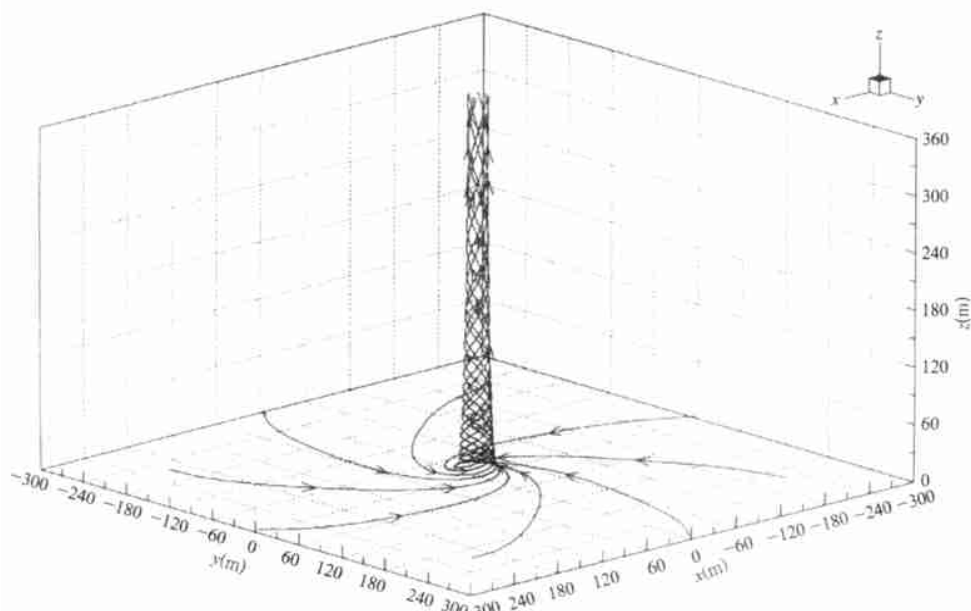


图 4 尘卷内地面附近的空气流动

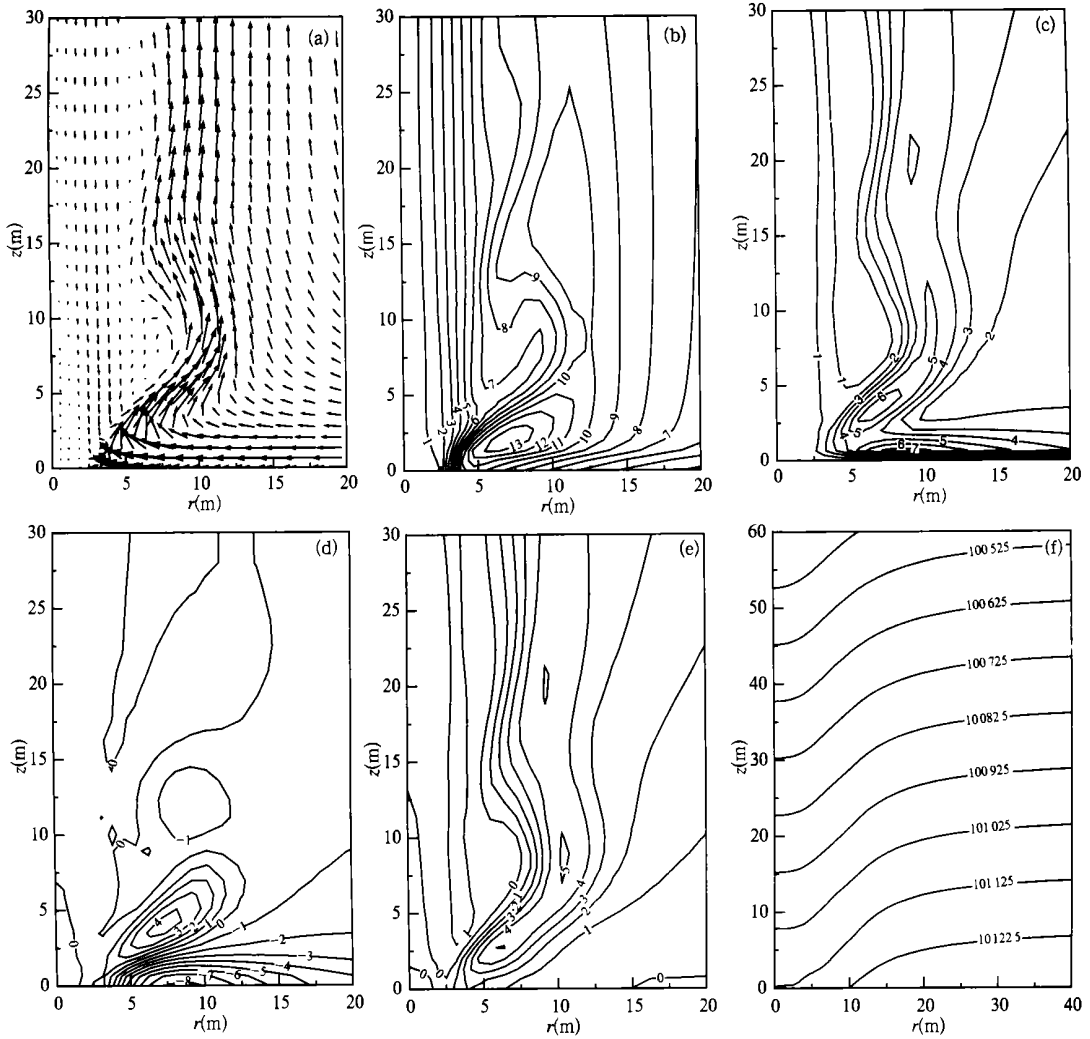


图5 模拟得到的尘卷风 $r-z$ 截面上的速度矢量图和速度及压力等值线图

(a. 速度矢量图; b. 旋转速度等值线(m/s); c. 速度等值线(不包括旋转速度, m/s);
d. 径向速度等值线(m/s); e. 轴向速度等值线(m/s); f. 压力等值线(Pa))

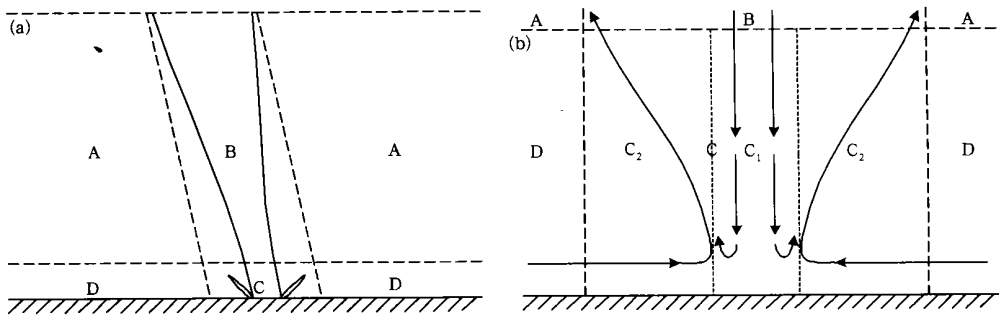


图6 尘卷风的结构示意图

(a. 总体结构, 其中 A: 外围气流区, B: 涡核区, C: 转角区, D: 汇流区;
b. 转角区的结构, 其中 C₁: 下沉停滞气流区, C₂: 方位角风区)

在最大旋转速度的外围达到最大值, 在最大旋转速度处的径向汇流速度几乎降低到零, 本文算例的结

果与他的观测结果一致。Renn 等^[27] 指出最大旋转速度并不是在地面处, 而是发生在距地面几米高

的地方, 这与本文的算例结果(2 m 高)一致。通过比较, 可以发现计算结果与观测数据基本一致, 说明本文中的模型和算法是正确的。

图 7 是在 2 m 的高度上旋转速度沿径向变化。图 8 是在 2 m 的高度上压力沿径向的变化, 从两图中可以看到尘卷风是一种自由涡或类兰金涡

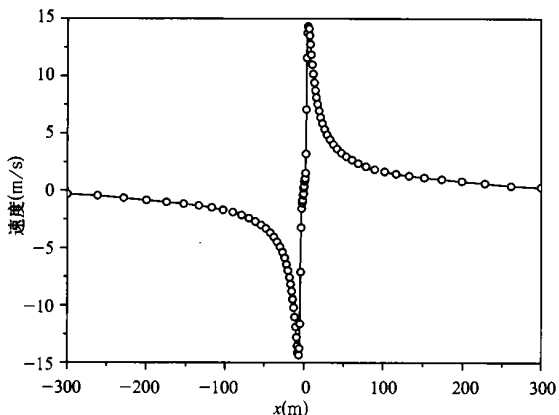


图 7 旋转速度沿径向的变化(h= 2 m)

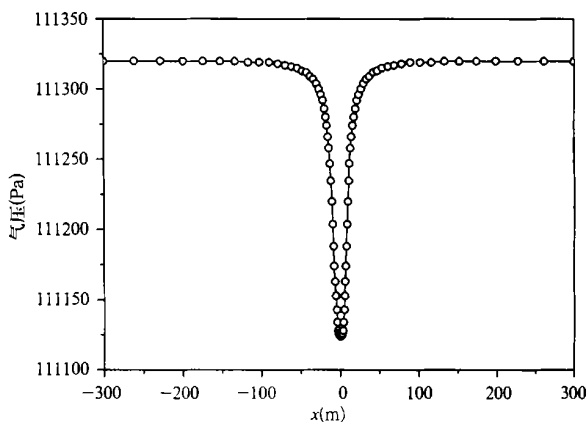


图 8 压力沿径向的变化(h= 2 m)

(Rankine Vortex)^[28]。兰金涡是一种复合涡, 在半径为 r_0 处旋转速度最大, 在半径 $r \geq r_0$ 的区域中, 旋转速度 $V_0 = \omega r_0$; 而在半径 $r \leq r_0$ 的区域中有 $V_0 = \omega r$ 。 $r \leq r_0$ 的区域称为涡核, 在涡核内的流体作刚体式旋转, 角速度是 $\Omega = \omega$; 其压强分布为:

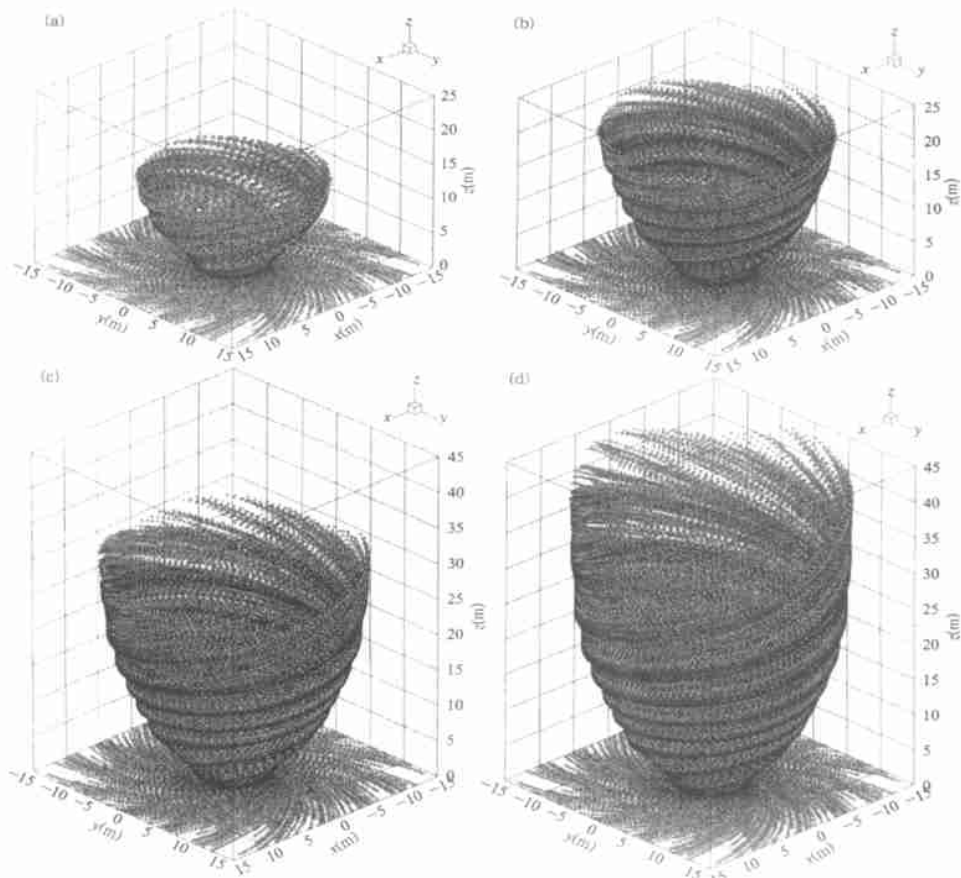


图 9 沙尘运动情况(沙尘颗粒直径为 150 μm)

(a. $\Delta t = 5$ s; b. $\Delta t = 10$ s; c. $\Delta t = 15$ s; d. $\Delta t = 20$ s)

$$p = p_{\infty} - \frac{\rho \Gamma^2}{4\pi r_0^2} \left(1 - \frac{r^2}{2r_0^2} \right) \quad r \leq r_0$$

$$p = p_{\infty} - \frac{\rho \Gamma^2}{8\pi^2} \frac{1}{r^2} \quad r \geq r_0$$

在 300 s 这个瞬时状态, 整个地面以 5 kg/s 的速度分别加入直径不等的圆形沙尘颗粒, 对沙尘颗粒进行跟踪, 得到了沙尘颗粒的运动轨迹。对结果分析后发现颗粒大于 200 μm 时, 气流无法将其扬起, 主要是由于颗粒的重力大于上升气流的拖曳力造成的。

图 9 是加入直径为 150 μm 沙尘颗粒后沙粒的运动情况, 由于模拟计算的运动是非定常的, 沙粒一直以 5 kg/s 的速度加入, 所追踪的沙粒数目也随着运动的发展越来越多, 限于计算机速度, 所以只对加入沙尘后的 20 s 时间段内的沙粒进行了跟踪。由图中可以清晰的看到尘卷风把沙尘扬起的全过程, 同时也可以看到尘卷风倒锥形的结构, 形成这种结构的直接原因有两个, 其一是由于地表的粗糙不平引起的方位角气流呈外斜抛形^①。粗糙的地面会使贴近地面的气体的旋转角动量减小, 致使其上部的

气流角动量相对很大而受到强烈的离心力作用, 从而导致方位角风的出现; 其二是沙粒在离心力的作用下被抛出, 对倒锥形结构的形成也有一定的贡献。在图中也可以看到沙尘浓度的分布, 与实际的尘卷风现象基本一致。

图 10 是尘卷风发展到 310 s 时两种不同直径沙尘颗粒的运动情况。从图 10a, b 中可以看到直径为 40 μm 颗粒的浓度比直径为 160 μm 的颗粒浓度高, 这是因为小直径沙粒更容易被扬起, 大直径颗粒只有处在风速剧烈的地方才能被扬起, 故而浓度较低; 从图中还可以看到两种不同直径颗粒被扬起后的外形不同, 大沙粒被扬起后形成的外形更接近倒锥状, 而小沙粒形成的外形近于柱状, 只有底部有轻微的倒锥形, 这是因为大沙粒所受离心力大, 更易被抛到外围; 同时在图中还可以看到小沙粒被扬起的高度比大沙粒高, 这是因为小沙粒质量较小, 在气流的作用下上升速度很大, 而大沙粒质量较大, 在上升气流的作用下上升速度较低, 而且被强烈地外抛, 所以在同样的时间段内大颗粒被卷起的高度小于小颗粒的上升高度。

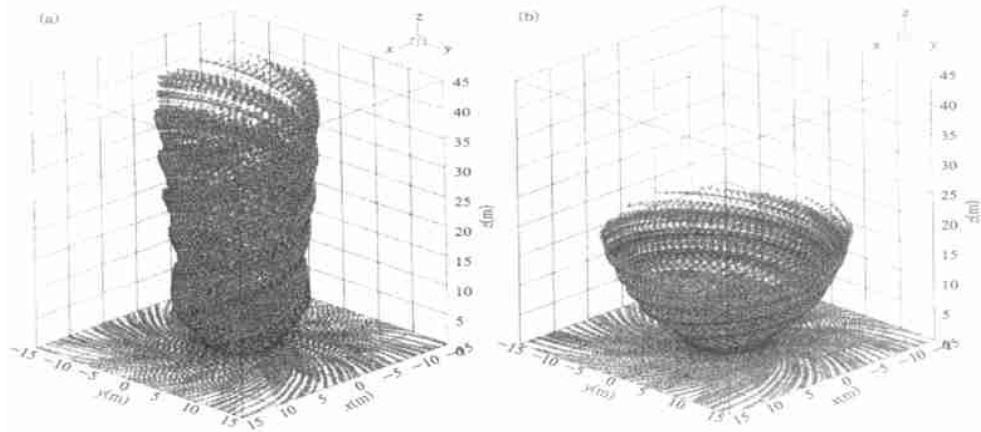


图 10 在 310 s ($\Delta t = 10$ s) 时不同直径沙尘颗粒的运动情况

(a. $d = 40 \mu\text{m}$; b. $d = 160 \mu\text{m}$)

4 结论

形成尘卷风需具有两个条件: 一是具有强烈的中心上升运动的热对流泡, 二是气团具有一定的旋转角动量。在尘卷风内, 热空气在贴近地面的汇流层流入, 然后在转角区突然转而向斜上方向流动, 而

后进入涡核区。尘卷的旋转能量是周围空气角动量的局部集中和一部分势能转化而形成的, 其旋转方向是由热泡的初始旋转方向所决定。

通过模拟计算分析了尘卷风的详细结构和运动过程。尘卷风由弱旋转热泡诱发, 经历弱涡——发展——成熟——消亡 4 个阶段, 成熟期的特征最具

① Zhao Y Z, Gu Z L, Yu Y Z, et al. Mechanism and large eddy simulation of dust devils, Atmosphere-Ocean, 2004, 待发表.

研究意义。尘卷风的结构粗分为 4 部分——地面附近的气流汇聚区、柱状的涡核区、旋风与地面作用形成的转角区、以及涡核外部的外围气流区。转角区域可以细分为两个子区域——外围的方位角风区和中心的下沉停滞气流区。其中转角区的流动最为紊乱和强烈, 是研究的重点。尘卷风是一种类兰金涡, 旋转速度和压力的分布具有兰金组合涡的特点。

尘卷风中心的低压和急速的上升气流可使大量沙尘扬起, 不同直径的沙尘颗粒在尘卷风的作用下运动轨迹不同, 大沙粒被扬起后形成的尘卷外形更接近倒锥状, 而小沙粒形成的尘卷外形近于柱状, 除此之外, 在同样的时间内, 小沙粒被扬起的高度比大沙粒高很多。

参考文献

- 1 Udden J. Erosion A. transportation, and sedimentation performed by the wind. *J Geol*, 1894, 2: 318~ 331
- 2 Udden J A. The mechanical composition of wind deposits. *Pub Augustana Lib*, 1898, 1: 69
- 3 Iversen J D, White B. Saltation threshold on Earth Mars and Venus. *Sedimentology*, 1982, 29: 111~ 119
- 4 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实验. *气象学报*, 1997, 55(6): 726~ 739
- 5 牛生杰. 贺兰山地区沙尘暴若干问题的观测研究. *气象学报*, 2001, 59(2): 196~ 205
- 6 Hallett J, Hoffer T. Dust devil systems. *Weather*, 1971, 24: 133
- 7 Sinclair P C. Vertical transport of desert particulates by dust devils and clear thermals. In: Engelman R, Sehmel Geds. *Atmosphere- surface Exchange of particulate and Gaseous Pollutants*. ERDA, Oak Ridge, Tennessee, 1976: 497~ 527
- 8 Ives R L. Behaviour of Dust devils. *Am Meteor Soc Bull*, 1947, 28: 168~ 174
- 9 Sinclair, P. C. Some Preliminary dust devil measurement. *Mon. Wea. Rev*, 1964, 92: 363~ 367
- 10 Sinclair, P. C. On the rotation of dust devils. *Am Meteor Soc Bull*, 1965, 46: 388~ 391
- 11 王智道. “大漠孤烟直”中的“烟”不像是“龙卷风”. *新疆气象*, 1999, 22(2): 57
- 12 Carroll J J, Ryan J A. Atmospheric vorticity and dust devil rotation. *J Geophys Res*, 1970, 75: 5179~ 5184
- 13 Cortese T, Balachandar S, Vertical nature of thermal plumes in turbulent convection. *Phys Fluids*, 1993, A5: 3226~ 3232
- 14 Shapiro A, Kogan Y. On vortex formation in multicell convective clouds in a shear- free environment. *Atmos Res*, 1994, 33, 125~ 136
- 15 Kanak K M, Lilly D K, Snow J T. The formation of vertical vortices in the convective boundary layer. *Quart J Roy Meteor Soc*, 2000, 126, 2789~ 2810
- 16 Fiedler B H Kanak K M. Rayleigh- Bnard convection as a tool for studying dust devils. *Atmospheric Science Letters*, 2001, 2: 104~ 113
- 17 Willis G E, Deardorff J W. laboratory observations of turbulent penetrative convection planforms. *J Geophys Res*, 1979, 84: 296~ 301
- 18 徐祥德, 周明煜, 陈家宜等. 青藏高原地- 气过程动力、热力结构综合物理图象. *中国科学 D*, 2001, 31(5): 428~ 440
- 19 周力行. 湍流两相流动与燃烧的数值模拟. 北京: 清华大学出版社. 1991, 297pp
- 20 Kuang Cuiqing. RECIRCULATING FLOW IN SHALLOW OPEN CHANNEL via THE $k-\epsilon$ MODEL. *Journal of Hydrodynamics*. 1999, B(1): 41~ 49
- 21 刘卫东, 王振国, 周进. 采用二阶迎风格式的 PISO 算法研究. *航空动力学报*, 1998, 13(1): 81~ 84
- 22 胡列群. 塔克拉玛干沙漠地面有效辐射研究. *干旱区地理*, 1997, 20(1): 25~ 32
- 23 马志福, 谭芳, 侯勤东. 塔克拉玛干沙漠地区温压湿分布规律研究. *中国沙漠*, 2000, 20(3): 289~ 292
- 24 Sinclair P C. The lower structure of dust devils. *J Atmos Sci*, 1973, 30, 1599~ 1619
- 25 Sinclair P C. Vertical transport of desert particulates by dust devils and clear thermals. In: R Engelman, G Sehmel(eds). *Atmosphere- surface Exchange of particulate and Gaseous Pollutants*. ERDA, Oak Ridge, Tennessee, 1976, 497~ 527
- 26 Kaimal J C, Businger J A. Case studies of a convective plume and a dust devil. *J Appl Meteor*, 1970, 9, 612~ 620
- 27 Renn N O, Burkett M L, Larkin M P. A simple thermodynamical theory for dust devils. *J Atmo Sci*, 1998, 55, 3244~ 3252
- 28 童秉纲, 伊协远, 朱克勤. 涡运动理论. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1994, 272pp

NUMERICAL STUDY OF THE FORMATION EVOLUTION AND STRUCTURE OF DUST DEVIL

Gu Zhaolin Zhao Yongzhi Yu Yongzhang Feng Xiao

(*Department of Environmental and Chemical Engineering, Xi'an Jiaotong university, Xi'an 710049*)

Abstract

Dust devil is a small whirlwind, usually in a short duration, which swirls dust, debris, and sand to a certain heights. In this paper Eulerian/Lagrangian methods and PISO algorithm are employed to simulate dust devil to get its fine structure and its development. During the course of developing of dust devil, the air near the bottom of hot-bubble is heated by the hot ground and flows to the central field, and then the swirling energy is strengthened at the center. The swirling energy of dust devil comes from the swirling energy of hot-bubble and a part of potential energy. The direction of swirl of dust devil (clockwise or anticlockwise) accords with the direction of swirl of hot-bubble. For dust devils, the tangential velocity profile behaves like Rankine vortex, so it could be regarded as a kind of Rankine-like vortex. The study indicated that dust devils have four stages as the swirl ratio is increased from zero: weak vortex stage, developing stage, developed stage and vanishing stage. The fine structure of dust devil in the developed stage could be roughly divided into four zones: the inflow surface layer near the surface, the corner flow region, the core flow region, and the outer flow region. A lot of sand and dust can be lifted by the upward airflow with high velocity, and the tracks of sand particles are different with different diameters.

Key words: Dust devil, Numerical simulation, Convective plume, Convective boundary layer (CBL), Sand dust.