

热浮升烟流扩散的拉格朗日粒子模拟*

于洪彬 王淑瑜 蒋维楣

(南京大学大气科学系, 南京 210093)

摘 要 本文建立了一个处理对流边界层热浮升烟流扩散的拉格朗日粒子模式。模式既考虑了对流边界层的特殊气流结构, 并作了均匀湍流参数化的简化; 同时提出了在拉格朗日模式中合理计入热浮升烟流抬升影响的近似方法。模拟计算结果表明: 烟流热浮力的影响使得地面最大浓度值远比被动烟流的低, 而且出现位置离源更远。模式计算与外场试验结果合理地一致。模式物理概念明确合理, 输入参数少, 计算量小, 具有简单实用的优点, 适合日常环境应用需要。

关键词 热浮升烟流 拉格朗日粒子模拟 对流边界层 空气污染模拟

1 引言

迄今, 对流边界层中湍流扩散的随机游动模拟研究大多仅考虑被动(非浮升)烟流。在许多实际应用问题中, 更具实际意义的还是热浮升烟流的扩散。这是因为许多烟流都是由比周围空气暖的烟气组成, 因而正确估算浮升烟流轨迹通常是确定工业烟囱排放物造成的地面污染浓度的基本工作之一, 也就是说, 在空气质量模式中如何合理地考虑引入烟流热浮升影响是模式处理的关键技术。在拉格朗日粒子模式中, 目前还没有一种完善的引入烟流抬升处理的严格的方法。通常的做法是运用烟流抬升公式计算终极抬升高度, 然后在该高度上施放粒子, 粒子在环境风和湍流的共同作用下扩散, 这样的模型过于粗糙。在已有的一些试图在拉格朗日粒子模式中处理烟流抬升的文章中^[1,2], 处理比较繁杂, 往往从弯曲烟流方程出发, 涉及较为复杂的数值计算, 实际应用不便, 也有一些工作仅仅着眼于发展一种方法, 并未作出比较严密的模式验证^[3]。

本文在作者先前工作^[4]的基础上, 考虑了对流边界层的特殊气流结构, 同时将一种较为简便实用的考虑烟流抬升的方法引入拉格朗日粒子模式中, 建立新的模式, 并用有关实测资料作为充分的模式验证, 力求在物理意义和数值计算可靠性和实用性诸方面作最佳协调, 实施对流边界层热浮升烟流的拉格朗日粒子模拟。

2 模式的构建

CBL 扩散模式应能充分揭示其特殊的湍流结构。对流边界层中的气流呈现大涡结构, 由上升气流和下沉气流两支组成, 这类大涡有足够长的时间尺度, 以致进入其中的粒子将随之上升至 CBL 顶或下沉至地面。考虑到垂直速度概率密度函数 PDF 呈正偏

1995-06-22 收到, 1996-01-08 收到修改稿

* 得到中国科学院大气物理研究所大气边界层物理和大气化学国家重点实验室资金支持

态, 模拟中 60% 的施放粒子进入下沉气流, 具有向下的大涡速度 $W_p = -0.4W_*$; 40% 的粒子进入上升气流, 具有向上的大涡速度 $W_p = 0.6W_*$ 。这里 W_* 为自由对流速度尺度。CBL 中平均风、位温和湍流基本呈上下均匀分布, 故采用均匀湍流参数化方案, 即 $\sigma_{ua} = \sigma_{va} = \sigma_{wa} = 0.6W_*$, 这样可以使对时间步长的限制大为放宽, 而且对数值计算结果的影响很小, 使其具有较高实用价值。

忽略不计平均风方向 (即纵向) 的湍流脉动, 粒子轨迹方程为

$$X(t + \Delta t) = X(t) + U\Delta t, \quad (1)$$

$$Y(t + \Delta t) = Y(t) + V'\Delta t, \quad (2)$$

$$Z(t + \Delta t) = Z(t) + (W + w')\Delta t. \quad (3)$$

U 为上下均匀的平均风速, W 为铅直向的平均速度, V', W' 为随机脉动速度, 由 Markov 链过程获得

$$V'_i(t + \Delta t) = V'_i R_i(\Delta t) + (1 - R_i^2(\Delta t))^{\frac{1}{2}} \sigma_i \gamma, \quad (i = v, w) \quad (4)$$

其中 $R_i(\Delta t)$ 为拉格朗日自相关系数, 取通常的指数形式; 拉格朗日时间尺度取 Hanna 参数化方案^[5], σ_i 为脉动速度标准差, γ 为高斯型随机数, 由计算程序自动产生。

铅直向平均输送速度由大涡速度 W_p 和烟流热浮力引起的平均抬升速度 W_b 组成。求取 W_b 的最完全方法是求解弯曲烟流方程组, 这样需涉及较复杂的数值计算。本文工作则试图以如下方法引入烟流抬升机制。假设烟流轴线按下述烟流抬升公式确定的烟流路径增长^[6], 则

$$H(t) = 2.6 \left(\frac{Ft^2}{U} \right)^{\frac{1}{3}} (t^2 S + 4.3)^{-\frac{1}{3}}, \quad (5)$$

其中 $S = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$ 为稳定度参数, 这里取 $S = 0$; F 为热浮力通量参数 (单位: m^4/s^3), t 为迁移时间 (单位: s)。每一时步的 W_b 则由下式计算:

$$W_b = \frac{\Delta z}{\Delta t} = \frac{H(t + \Delta t) - H(t)}{\Delta t}. \quad (6)$$

另一方面, 烟流浮力与环境大气的相对运动诱生湍流, 这种自生湍流支配了环境空气夹卷进入烟流的过程。烟流平均半径 $R = \beta_R H(t)$, 各种实验室和外场试验资料分析表明: β_R 在 0.3~0.9 范围内, 取其平均值 0.6^[7]。考虑到烟流的双涡旋结构, 即烟流厚度为其宽度的一半, 由烟流抬升诱生的速度方差为^[1]

$$\sigma_{u_p}^2 = \sigma_{v_p}^2 = (\beta_R W_b)^2, \quad (7)$$

$$\sigma_{w_p}^2 = \left(\beta_R \frac{W_b}{2} \right)^2. \quad (8)$$

而由烟流抬升运动引起的烟流自生湍流耗散率为

$$\varepsilon_p = 1.5 \frac{W_b^3}{H(t)}. \quad (9)$$

对粒子产生作用的总湍流则是环境湍流 (σ_a) 和自生湍流 (σ_p) 之和, 即

$$\sigma_i^2 = \sigma_{ai}^2 + \sigma_{pi}^2. \quad (10)$$

在实际大气中当烟流轴线变平时, 抬升即终止。假设当自生湍流耗散率 ε_p 等于下沉气流中耗散率 ε_a ($\varepsilon_a = 0.5W_*^3 / Z_i$, Z_i 为 CBL 高度) 的一半时, 烟流达到平衡高度^[8]。在此之前, 烟流抬升诱导湍流和环境湍流共同作用于粒子, 而后仅有环境湍流作用于粒子。

正确的边界条件应与速度概率分布一致, 鉴于对流边界层湍流的非高斯性, 粒子到达边界层顶和地面采用偏态记忆反射边界条件^[1], 即用上升气流速度和下沉气流速度之比归一化。当粒子由下沉气流输送到地面时, 即反射进入上升气流分支, 具有 $0.6W_*$ 的大涡速度, 垂直脉动速度取作 $-0.6W_*' / 0.4$; 而当粒子由上升气流输送至边界层顶时, 反射进入下沉气流, 具有 $-0.4W_*$ 的大涡速度, 垂直脉动速度取作 $-W_*' 0.4 / 0.6$ 。这里没有考虑具有较高浮力通量的粒子穿透进入 CBL 顶部逆温层的物理过程, 因此, 本模式仅适用于较低和中等浮力通量的烟流, 如 $F_* \leq 0.1$ 的情形, 无量纲浮力通量参数 $F_* = F / UW_*^2 Z_i$ 。

3 结果与讨论

运用所建模式研究对流边界层浮升烟流的扩散特性。计算中取 CBL 的典型值: $Z_i = 1000$ m, $W_* = 2$ m/s, $U = 4$ m/s, 满足进行 Taylor 变换的条件 $1.2W_* < U \leq 6W_*$ 。水平和铅直网格距取作 $\Delta x = \Delta y = 200$ m, $\Delta z = 25$ m, 模拟水平范围为无量纲距离 $X = xW_* / UZ_i \leq 5$ 。跟踪粒子的时间步长 Δt 采用以下取法, 在粒子达到终极抬升以前, $\Delta t = 1$ s; 粒子抬升终止后取作 60 s, 模拟试验共施放 50000 个粒子, 由粒子轨迹统计可得横风向积分浓度场, 并作无量纲化处理以便于比较。

图 1a 为计算的高架点源 (无量纲源高 $Z_s = z_s / z_i = 0.25$) 被动烟流 ($F_* = 0$) 的无量纲横风向积分浓度分布, 图 1b 和图 1c 分别为 $F_* = 0.026$ 和 0.081 情形的无量纲浓度分布。图 1a 所示扩散特征与实验结果和其他模式预测结果^[9]基本相似。由于对流边界层中下沉气流占据较大的范围, 大多数粒子被携带向下运动, 最大浓度轴线首先下倾, 烟流约在 $X = 0.5$ 处到达地面; 而后由于上升气流的作用, 浓度轴线上抬, $X > 3$ 时粒子分布基本呈现充分混合状态, 即 $C_y = 1$ 。

对 $F_* = 0.026$ 情形, 烟流浮力的影响明显, 它使最大浓度轴线首先上抬 (与图 1a 相反), 约在 $X = 0.5$, $z / z_i = 0.6$ 处达到最大高度, 然后下沉, 约在 $X = 2.0$ 处到达地面, C_y 比充分混合值略高, 最终达到充分混合状态。当 F_* 增大至 0.081 , 浮力影响明显增强, 最大浓度轴线抬升更高, 而后下沉至地面, 达到充分混合前又上抬。

Hanna 和 Paine^[10]给出两个电厂的地面浓度观测结果, 每个试验场地设置一个烟囱, 用于模式检验是合适的。Kincaid 电厂位于伊利诺伊州斯普林菲尔德附近的平坦开阔地, 烟囱高度为 187 m; Bull Run 电厂位于田纳西州橡树岭附近的山区, 地形高度中等, 烟囱高度为 241 m。由两个电厂烟囱模拟施放 SF_6 示踪气体, 在下风方 0.5~50 km 范围监测小时地面浓度, 并有同步气象观测。选择 $1.2W_* < U \leq 6W_*$, $F_* < 0.1$

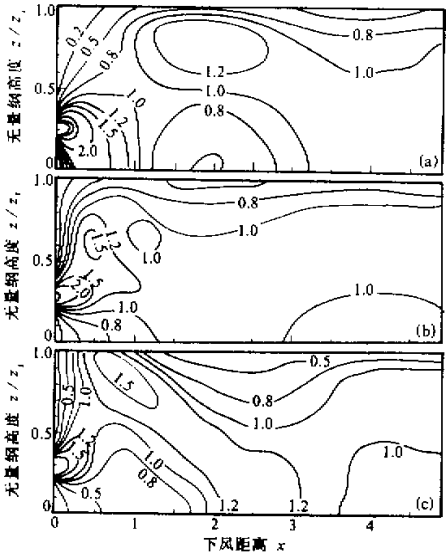


图1 无量纲横风向积分浓度 C_i 的模式计算结果
(a) $F_s = 0$, (b) $F_s = 0.026$, (c) $F_s = 0.081$

的观测结果作无量纲化处理, 得到无量纲横风向积分浓度值, 并取 $X \leq 5$ 的监测结果。

图2给出 Kincaid 电厂的实测地面 C_g 的变化。将观测资料分成两组, 一组是低浮力通量 ($F_s \leq 0.06$) 资料 (图2a中圆点所示), 另一组是中等浮力通量 ($0.06 < F_s < 0.1$) 资料 (图2b中三角点示出)。根据实际浓度监测的数目计算 F_s 和 Z_s 的加权平均值, 低浮力通量组的 F_s 和 Z_s 的平均值分别为0.037和0.14, 中等浮力通量组的 F_s 和 Z_s 的平均值分别为0.075和0.15。以这些加权平均值用本文所建模式计算得到的结果, 分别示于图2a和图2b中 (实线和虚线示意)。由图可见, 低浮力通量组的预测结果与实测值有较好的一致性; 对中等浮力通量, 除了在 $2 < X < 3$ 范围内预测值比实测值偏高

以外, 其他位置两者一致性较好。但因中等浮力通量组的观测资料较少 (尤其在 $2 < X < 3$ 范围内), 这给对比分析带来一些不确切性。

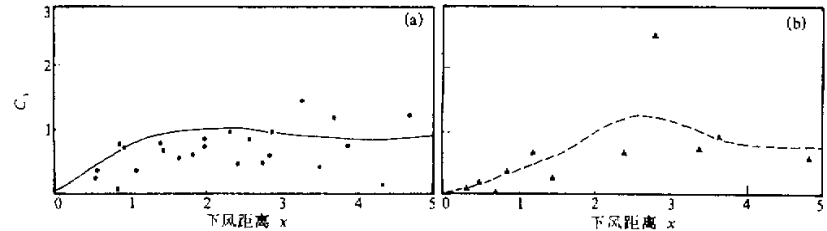
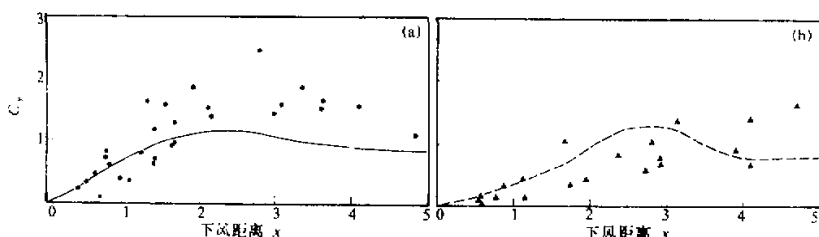


图2 模式计算与实测地面 C_g 值的比较 (Kincaid 电厂)
(a) 低浮力通量 (b) 中等浮力通量
(图中实线和虚线为本文模式预测值)

图3示出 Bull Run 电厂实测地面浓度 C_g 的结果。同样将观测资料分成两组, 低浮力通量组 F_s 和 Z_s 的加权平均值分别为0.043和0.17, 中等浮力通量组的 F_s 和 Z_s 的平均值分别为0.077和0.18, 两组的实测结果及模式预测值分别示于图3a和图3b中。由图可见, 对中等浮力通量情形, 模式预测值与实测结果之间有较好的一致性。对低浮力通量情形, 在 $X < 1.6$ 范围, 模式预测值与实测值较好的一致; $X > 1.6$, 模式预测值接近充分混合值, 但实测值均明显高于充分混合值, 基本上都大于1.5, 最大可达2.7。造成预测值与实测值较大差异的原因在于 Bull Run 电厂试验场地位于山区, 地形较为复杂, 可能会影响浓度分布。

图3 模式计算与实测地面 C_g 值的比较(Bull Run电厂)

(a) 低浮力通量 (b) 中等浮力通量

(图中实线和虚线为本文模式预测值)

4 结语

本文建立了一个预测对流边界层热浮升烟流扩散的随机游动模式, 所建模式既考虑对流边界层的特殊气流结构, 又提出了在拉格朗日粒子模式中计入热浮升烟流抬升影响的简单近似方法, 用烟流抬升路径的解析形式计算抬升速度, 与大涡速度、湍流脉动速度一起确定粒子的垂直运动, 同时计入烟流自生湍流的作用。模式的物理概念清晰合理, 合理的简化使得模式具有简便实用的优点, 输入参数少, 计算量小 (在 486 微机运行一次仅需 90 min), 能较好地复现实验观测结果, 数值计算稳定可靠。数值试验表明, 计算中 β_R 的取值会对模拟结果产生一定的影响, 而迄今对其取值还没有确切的结论, 成为一种模式计算的不确切性。另外, 本模式的顶边界处理尚较为粗糙, 没有考虑具有较高浮力通量的粒子穿透进入 CBL 顶部覆盖逆温层, 并在该层逗留一段时间, 而后由熏蒸过程缓慢地重新进入混合层的物理过程, 因此本文模式仅适用于浮力通量较低的情形。进一步的工作应该更好地完善顶边界的处理, 使模式能适用于各种强度的热浮升烟流。

参 考 文 献

- 1 Hurley, P. and Physick, W., 1993, Lagrangian particle modeling of buoyant point sources: Plume rise and entrainment under convective conditions, *Atmos. Environ.*, **27A**(10), 1579~1584.
- 2 Luhar, A.K. and Britter, R. E., 1992, Random-walk modeling of buoyant-plume dispersion in the convective boundary layer, *Atmos. Environ.*, **26A**(7), 1283~1298.
- 3 Van Dop, H., 1991, Buoyant plume rise in a Lagrangian framework, *Atmos. Environ.*, **26A**, 1335~1346.
- 4 于洪彬、蒋维彬, 1993, 一个预测沿岸陆上熏烟扩散的随机游动模式, *大气科学*, **17** (5), 629~635.
- 5 Hanna, S.R., 1982, Applications in air pollution modeling, in: *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modeling*, Chapter 7, Edited by F.T.M. Nieuwstadt and H. Van Dop., Reidel, Dordrecht, 275~310.
- 6 Anfossi, D., 1985, Analysis of plume rise data from five TVA steam plants, *J. Clim. Appl. Meteor.*, **24**, 1225~1236.
- 7 Briggs, G.A., 1975, Plume rise predictions, in *Lectures on Air Pollution and Environmental Impact*, 59~111, American Meteorological Society.
- 8 Briggs, G.A., 1984, Plume rise and buoyancy effects, in: *Atmospheric Science and Power Production*, Edited by Randerson D., Chapter 8, U.S. Dept. of Energy, NTIS~DE84005177.

- 9 Luhar, A.K. and Britter R.E., 1989, A random walk model for dispersion in inhomogeneous turbulence in a convective boundary layer. *Atmos. Environ.*, **23**, 1911 ~ 1924.
- 10 Hanna, S.R. and Paine R.J., 1987, Convective scaling applied to diffusion of buoyant plumes from tall stacks. *Atmos. Environ.*, **21**(10), 2153~2162.

Lagrangian Particle Simulation of Buoyant-Plume Dispersion

Yu Hongbin, Wang Suyu and Jiang Weimei

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract In this paper, the Lagrangian particle model based on authors' study to simulate the dispersion of the passive plume in the CBL was developed in a simple and approximate manner to deal with the dispersion of practical buoyant-plumes. The special flow structure in the CBL was introduced into the model and homogeneous turbulence assumption was made. A simple and approximate method was further proposed to account for the effects of buoyancy. The simulation shows that the buoyancy results in lower ground-level maximum concentration which appears in farther distance downwind the source than those of passive-plume. Model results were found to be in good agreement with laboratory and field measurements. The model is better than other models, because it uses less input parameters and computer resources, reasonable simplicities and is feasible.

Key words buoyant-plume rise Lagrangian particle simulation convective boundary layer
air pollution modelling