

论环境湍流对烟气抬升的作用*

杜曙明

(南京气象学院, 南京, 210044)

李宗恺

(南京大学大气科学系, 南京, 210008)

提 要

考虑环境湍流对烟气抬升具有增强烟气夹卷和促进烟气与环境空气间动、热量交换的双重作用, 导出了中性层结条件下热烟气浮升的轨迹方程, 并且无需对抬升的截止作任何假设, 导得了理论的终极抬升公式。经与国内外烟气抬升实测资料对比, 发现这些结果与实况基本一致。

关键词: 环境湍流, 烟气抬升, 轨迹方程, 终极抬升公式。

1 引 言

环境湍流对烟气抬升具有重要作用, 这是众所周知的事实。但对其作用机理, 不同的研究者有着不同的认识, 采用不同的简化模型, 最终导得的终极抬升公式也就不尽相同。

大多数烟气抬升理论模式采用突然作用模型来处理环境湍流的作用, 即在烟气浮升的主要阶段略去环境湍流的作用, 而认为在其后的某一点上环境湍流突然发生作用, 使烟气在很短的距离上变平而达到终极抬升高度。Briggs 的溃散模式^[1]为此类模式的代表。

对国内外烟气抬升资料的分析表明, 环境湍流自抬升初期即开始作用于烟气, 且其累积作用不容忽略。陈家宜^[2]和李宗恺^[3,4]进一步认为这种累积作用可以用增强烟气夹卷这一机理来描述, 并分别在烟气夹卷速度中计入了环境湍流的影响, 导出了各自的烟气上升路径方程和终极抬升公式。这一类模式称为联合作用模式。

实际上, 环境湍流不仅使烟气与环境空气间产生质量交换即通常所说的夹卷, 也使烟气与环境空气间发生动量和热量交换。杜曙明和李宗恺考虑后者的作用导出了中性层结条件下热浮升烟流的上升路径方程和终极抬升高度计算公式, 这些结果与实测规律基本一致^[5]。

本文同时考虑环境湍流的前述两种作用, 推导中性层结条件下烟气上升的轨迹方程和终极抬升公式, 并将其与抬升资料进行对比。

* 1991 年 4 月 6 日收到原稿, 1992 年 5 月 20 日收到修改稿。属能源部资助课题。

2 抬升方程组

本文中我们考虑中性层结条件下弯曲热浮升烟气的抬升问题。

由流体力学的连续方程, 可求得整体烟流应遵从的质量守恒关系为^[1]:

$$\frac{d}{dx}(UR^2) = 2RV_c \quad (1)$$

式中 U 为环境大气的平均风速, R 为烟流的有效半径, x 为自排气筒的下风向距离, V_c 为夹卷速度。

若不计环境湍流对夹卷的影响, 则一般认为^[1]

$$V_c = \beta \bar{w} \quad (2)$$

式中 \bar{w} 为烟流整体的浮升速度, 它与自排气筒出口高度算起的烟流轴线高度 Z 有关 ($\bar{w} = \frac{dZ}{dt} = U \frac{dZ}{dx}$); β 为一经验常数, 对弯曲热浮升烟流一般取为 $\beta = 0.6$ 。由式(1)和(2)可得

$$R = R_0 + \beta Z \approx \beta Z \quad (3)$$

这是突然作用模式中采用的关系式。

计入环境湍流对夹卷的贡献, 则烟流有效半径 R 与烟流轴线高度 Z 的关系可写为^[3]

$$R = \beta Z^{1+i} \quad (4)$$

式中 i 为环境湍强。此式已得到了徐州电厂实测资料^[6]的验证。

按照我们的推导^[5], 考虑了环境湍流对烟气与环境间动、热量交换的贡献后, 烟气的动量和热量方程可分别写为:

$$\frac{dF_z}{dx} = -\frac{2CK_H}{R^2U} F_z \quad (5)$$

$$\frac{dM_{eff}}{dx} = \frac{F_z}{U} - \frac{2CK_m}{R^2U} M_{eff} \quad (6)$$

式中 F_z 为烟气的热浮力通量, M_{eff} 为烟气的有效铅直动量通量, K_m, K_H 分别为环境湍流的动、热量交换系数, C 为待定系数。 F_z, M_{eff} 的定义式为:

$$F_z = \pi^{-1} \iint_p g w \frac{\theta'}{\theta_a} d\sigma \quad (7)$$

$$M_{eff} = \pi^{-1} U \left(\iint_p w d\sigma - \oint \varphi dy \right) \quad (8)$$

其中 p 为弯曲烟流的铅直截面, θ' 为烟气与环境间的位温差, θ_a 为环境位温, φ 为烟气的速度势。由于只有那些尺度与烟流半径相当或更小的湍涡才对烟流与周围空气之间的湍流交换起主导作用^[3], 同时本文研究中性层结条件下的烟气抬升, 湍流强度随高度减小, 由文献^[5]可得湍流动量、热量交换系数的表达式为:

$$K_M = K_H = K = 0.1 C_1 R^2 U_{*0} / H_i^{1/2} \quad (9)$$

其中 C_1 为待定系数, U_{*0} 为地面湍流摩擦速度, H_i 为排气筒几何高度。

若不考虑环境湍流对烟气与环境间造成的动量和热量交换, 则式(6)改写为

$$\frac{dM_{eff}}{dx} = \frac{F_z}{U} \quad (6')$$

对被动烟流而言, $F_z=0$, 此时应有

$$\frac{dM_{eff}}{dx} = 0 \quad (6'')$$

由于 M_{eff} 与烟气的铅直速度 \bar{w} 及烟流有效半径间具有

$$M_{eff} = R^2 U \bar{w} \quad (10)$$

的关系, 则按式(6''), 对被动烟流应有

$$R^2(x)w(x) = R_0^2 w_0$$

其中下标“0”表示某一参考点 x_0 。将参考点 x_0 选在源点, 并注意到烟流半径 R 与扩散参数 σ (σ_r 或 σ_z) 基本相当, 故应有

$$\bar{w}(x) \sim \frac{R_0^2}{\sigma^2} w_0$$

一般地, $\sigma \sim 0.1x$, 因而又有

$$\bar{w}(x) \sim 100 \frac{R_0^2}{x^2} w_0$$

由此可得由于初始动量的作用被动烟流的轴线在铅直方向上上升的距离为

$$Z \sim \int_{10R_0}^{\infty} \bar{w}(x) \frac{dx}{U} \sim 10 \frac{w_0}{U} R_0$$

按典型值, 取 $w_0=15\text{m/s}$, $U=5\text{m/s}$, $R_0=3\text{m}$, 则 $Z \sim 90\text{m}$ 。根据实际经验及实测资料, 仅靠初始动量不可能使烟流轴线上升如此大的距离。故式(6)中的湍流交换项不可忽略。同样地, 式(5)中的湍流项亦有重要的作用。

3 终极抬升公式

由式(5)、(6)、(9)可以解得^[5]

$$M_{eff} = \left(F_m + \frac{F_0}{U} x \right) \exp \left(- \frac{0.2C_*}{H_s'^2} \frac{U_{*0}}{U} x \right) \quad (11)$$

其中 F_m 为烟气的初始动量通量, F_0 为初始浮力通量, $C_* = CC_1$ 。

因为 $M_{eff} = R^2 U \bar{w}$, 由式(4)有:

$$U^2 \beta^2 Z^{2+2i} \frac{dZ}{dx} = \left(F_m + \frac{F_0}{U} x \right) \exp \left(- \frac{0.2C_*}{H_s'^2} \frac{U_{*0}}{U} x \right) \quad (12)$$

积分得:

$$Z^{3+2i} = \left(\frac{3+2i}{U^2 \beta^2} \right) \left[\frac{F_m}{A} (1 - e^{-Ax}) + \frac{F_0}{A^2 U} (1 - e^{-Ax} - Axe^{-Ax}) \right] \quad (13)$$

其中 $A = \frac{0.2C_*}{H_s'^2} \frac{U_{*0}}{U}$ 。

一般地, 当 $x > (5 \sim 10) \frac{F_m}{F_0/U}$ 时, 烟气初始动量 F_m 的作用可忽略不计^[1], 此时有:

$$Z^{3+2i} \approx \left(\frac{3+2i}{U^2 \beta^2} \right) \frac{F_0}{A^2 U} (1 - e^{-Ax} - Axe^{-Ax}) \quad (14)$$

当 x 很大时, 烟流轴线高度趋于一有限值, 此值即为通常所说的终极抬升高度 ΔH ,

即

$$\Delta H = \left[\left(\frac{3 + 2i}{U^2 \beta^2} \right) \left(\frac{F_0}{A^2 U} \right) \right]^{\frac{1}{3+2i}} \tag{15}$$

上式中含有待定系数 C ， C 一旦确定，式(15)即可用于计算烟流的终极抬升高度。利用徐州电厂烟气抬升试验一台机 12 组实测资料^[6]，可定出 $C \approx 1.00$ ，由此，式(15)改写为

$$\Delta H = \left[70(3 + 2i) \left(\frac{F_0}{U u_{*0}^2} \right) H_s \right]^{\frac{1}{3+2i}} \tag{16}$$

对于一个中等规模的火电厂，例如取后面图 3 采用的计算参数，按式(16)， $i=0$ 时的 ΔH 约等于 $i=0.1$ 时的 1.4 倍。

使用徐州电厂烟气抬升试验二台机的 21 组资料^[6]可对式(16)予以验证。徐州电厂烟囱高度 H_s 为 180m，由风场资料可大致确定 $i=0.1$ 及 $U/u_{*0}=12$ 。抬升高度实测值与式(16)计算值的对比如图 1 所示。计算值与实测值的相关系数 $r=0.66$ ，两者比值的平均值为 $\bar{K}=1.04$ ，比值的标准差 $\sigma=0.23$ 。

使用国外 16 个火电厂的烟气抬升资料^[7]也可检验式(16)。根据源参数和气象条件，取 $i=0.1, U/u_{*0}=14$ ^[4]。图 2 给出了抬升高度实测值与计算值的对比。因无原始资料，图中仅给出每一组试验在众数风速下的对比。全部 20 组资料计算值与实测值的相关系数 $r=0.80$ ，计算值与实测值之比的平均值为 $\bar{K}=1.00$ ，比值的标准差 $\sigma=0.33$ 。若剔除 3 组异常数据，17 组选择资料的 $r=0.91, \bar{K}=0.96, \sigma=0.27$ 。

式(16)虽含有由观测资料确立的系数 C ，但是通过上述更多的烟源参数和气象参数均不同的烟气抬升观测资料的比较结果表明，它所反映的基本规律正确，与实况也基本一致。

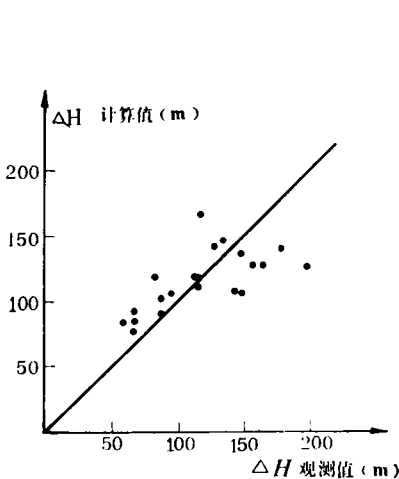


图 1 徐州电厂烟气抬升试验实测值与式(16)计算值的对比

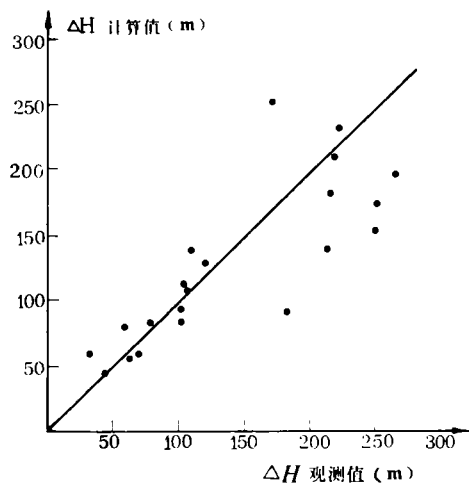


图 2 国外抬升试验资料与式(16)计算值的对比

4 论环境湍流的作用

为便于讨论,我们将式(14)改写为

$$Z^{3+2\delta_1 i} = \left(\frac{3 + 2\delta_1 i}{U^2 \beta^2} \right) \frac{F_0}{U(\delta_2 A)^2} (1 - e^{-\delta_2 Ax} - \delta_2 A x e^{-\delta_2 Ax}) \quad (14')$$

式中 δ_1, δ_2 为环境湍流作用显示因子。其中 δ_1 为环境湍流对夹卷贡献的显示因子。当 $\delta_1 = 1$ 时,式(14')中计入了环境湍流对增强夹卷的作用,当 $\delta_1 = 0$ 时则略去了此项影响; δ_2 为环境湍流对烟气与环境空气间动、热量交换作用的显示因子, $\delta_2 = 1$ 时,式(14')中考虑了动、热量交换,当 $\delta_2 = 0$ 时则此项交换未被考虑。

首先,我们来看 $\delta_1 = \delta_2 = 0$ 即完全略去了环境湍流对烟气抬升的影响时的烟气上升路径方程。此时,式(14')简化为(略去关于 $(\delta_2 Ax)$ 的高阶小量)

$$Z^3 = \left(\frac{3F_0}{\beta^2 U^3} \right) \lim_{\delta_2 \rightarrow 0} \frac{(1 - e^{-\delta_2 Ax} - \delta_2 A x e^{-\delta_2 Ax})}{(\delta_2 A)^2} = \left(\frac{3}{2\beta^2} \right) \left(\frac{F_0}{U^3} \right) x^2$$

即:
$$Z = \left(\frac{3}{2\beta^2} \right)^{1/3} \frac{F_0^{1/3}}{U} x^{2/3} \quad (17)$$

此即著名的“2/3”次律^[1]。显见,“2/3”次律是式(14')在 $\delta_1 = \delta_2 = 0$ 时的特例。

同理当 $\delta_1 = 1, \delta_2 = 0$ 时,式(14')化为

$$Z = \left(\frac{3 + 2i}{2\beta^2} \right)^{\frac{1}{3+2i}} \left(\frac{F_0}{U^3} \right)^{\frac{1}{3+2i}} x^{\frac{2}{3+2i}} \quad (18)$$

这就是李宗恺早先导出的亚“2/3”次律^[3]。

从式(17)和式(18)可以看出,考虑了环境湍流对增强夹卷的作用后,烟流轨迹与完全略去了环境湍流作用的“2/3”次律有系统偏离,轨迹升高的速率有所减小,但由于未能考虑环境湍流对动、热量交换的作用,烟流高度仍随下风向距离 x 的增大而无限制地增大。

若仅考虑环境湍流对烟气与环境大气间动量、热量交换的作用,而略去对增强质量夹卷的影响,即取 $\delta_1 = 0, \delta_2 = 1$,则得到^[5]

$$Z = \left(\frac{3}{\beta^2} \right)^{1/3} \left(\frac{F_0}{A^2 U^3} \right)^{1/3} (1 - e^{-Ax} - A x e^{-Ax})^{1/3} \quad (19)$$

式中 $A = \frac{0.2C_* u_{*0}}{H'_2 U}$ 。由此式可以得到:(1)当 x 很小或环境湍强很小($\frac{u_{*0}}{U}$ 很小)时,烟气上升的轨迹方程(19)化为“2/3”次律;(2)当 x 很大时,烟流轴线高度 Z 趋于一有限高度 Z_{\max}

$= \left(\frac{3F_0}{A^2 \beta^2 U^3} \right)^{\frac{1}{3}}$,即通常所说的终极抬升高度。由此可见,计入了环境湍流对动量、热量交换的贡献就意味着引入了烟流结构的溃散机制,使在较远的距离上烟流高度不再随距离 x 无限制地增加。这样一来,初步解决了烟气抬升理论研究中抬升截止方案这一长期以来未能解决的问题。同时也可以看出,由于略去了环境湍流对增强夹卷的贡献,烟流轨迹在近源处为“2/3”次律,这与实际情况有一定的差异^[2,3]。

最后,我们来看一下 $\delta_1 = \delta_2 = 1$ 的情形,即同时考虑环境湍流对增强夹卷和动、热量交换。由式(14')可以得到,当 x 很小时,烟流轨迹方程简化为

$$Z = \left(\frac{3 + 2i}{2\beta^2} \right)^{\frac{1}{3+2i}} \left(\frac{F_0}{U^3} \right)^{\frac{1}{3+2i}} x^{\frac{2}{3+2i}} \quad (18)$$

这与取 $\delta_1=1, \delta_2=0$ 得到的结果完全一致。但应当指出,此关系式在 $\delta_1=\delta_2=1$ 时只能用于近距离情形,而在距离较远处它将与式(14')发生较大的偏离。随着 x 的不断增大,烟流轴线高度 Z 渐趋于一确定高度

$$Z_{\max} = \left(\frac{3 + 2i}{\beta^2} \right)^{\frac{1}{3+2i}} \left(\frac{F_0}{A^2 U^3} \right)^{\frac{1}{3+2i}} \tag{20}$$

其中 $A = \frac{0.2C_*}{H_i^2} \frac{u_{*0}}{U}$ 。取式中各量的典型值： $H_i=200\text{m}$, $u_{*0}/U=0.1$, $i=0.1$, $F_0=400\text{m}^4/\text{s}^3$, $U=5\text{m/s}$, 则有 $Z_{\max}(\delta_1=0, \delta_2=1)=149.4\text{m}$, $Z_{\max}(\delta_1=1, \delta_2=1)=111.5\text{m}$ 。由上式分析,我们可以看出环境湍流对增强夹卷的作用自始至终影响抬升过程。在抬升初期,它使烟流轨迹与经典的“2/3”次律发生系统偏离,即斜率变小,上升速度减慢;而在抬升后期,它的累积作用使终极抬升高度降低。而环境湍流产生的烟气——环境间的动、热量交换作用——对抬升的影响带有明显的阶段性:在抬升初期,此项作用对烟流轨迹基本无影响,这一点可由近距离的轨迹方程看出;而随着抬升不断进行,此项作用使烟气的动量和热量不断地输送给环境大气,最终使抬升的驱动因素丧失殆尽。

为了更直观地看出环境湍流对抬升的影响,我们将上述分析综合在图3中,图中采用的计算参数为 $F=400\text{m}^4/\text{s}^3$, $H_i=200\text{m}$, $U=5\text{m/s}$, $U/u_{*0}=14$, $i=0.1$ 。

5 结论与评述

本文考虑环境湍流对烟气抬升具有增强夹卷和促进烟气与环境空气间动量和热量交换的双重作用,得到了中性层结条件下弯曲烟流的轨迹方程。由于计入了后一因子的影响,由轨迹方程即可直接得到终极抬升高度的计算公式,而无需对抬升的截止作任何假设,从理论上解决了终极抬升问题。实例计算表明,本文给出的终极抬升高度计算公式与

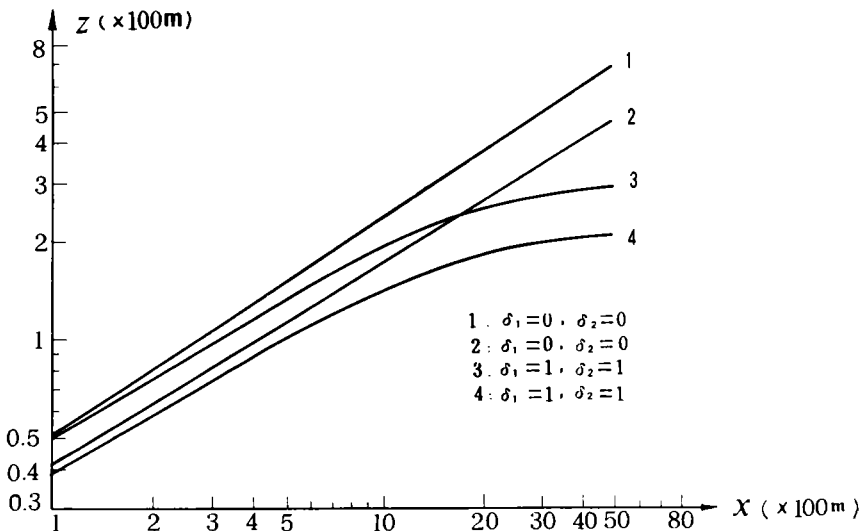


图3 环境湍流对烟流轨迹及终极抬升高度的影响

国内外抬升试验的实测规律相当一致。

对环境湍流影响抬升的作用因子的分析表明,增强夹卷和促进动、热量交换两种机制对抬升都具有重要作用,其中前者自始至终均对抬升过程有着显著的影响,而后者则带有明显的阶段性即只在较远的距离上产生明显的影响。

应当指出,本文对抬升截止的处理实际上是自抬升初期就引入了截止机制,把截止阶段看作一个连续过程,避免了选取截止方案这一棘手问题,并且与真实情况更为一致。但同时带来了确定参数的困难。因本文模式中的终极高度是烟轴完全变平时的烟流高度,而实测的抬升高度对观测手段及终极抬升的定义方法均有很强的依赖性。从模式来看,用较长的烟流轨迹来确定 C ,效果可能更好,但这需要高质量的轨迹观测资料。因而,进一步给出更准确的 C ,尚待今后用更多的资料来实现。

参考文献

- [1] Briggs G A. Plume rise prediction. Lectures on Air Pollution and Environmental Impact Analyses (Ed. Haugen. D A). AMS. USA. 1975.
- [2] 陈家宜. 环境湍流对烟云抬升的作用. 气象学报. 1981. 39(1): 59—69.
- [3] 李宗恺. 考虑环境湍流作用的烟气上升路径方程. 气象学报. 1982. 40(1): 80—88.
- [4] 李宗恺, 朱玄玄. 机械湍流限定的热浮力烟流抬升模式. 中国科学(B辑). 1987. 7: 780—788.
- [5] 杜曙明, 李宗恺. 一个热烟气抬升的解析模式. (待发表). 1991.
- [6] 南京大学气象系湍流组. 火电厂烟气上升及扩散规律试验研究. 环境科学学报. 1981. 1(1): 31—40.
- [7] Briggs G A. Plume Rise. USAEC Critical Review Series. TID-25075. 1969.

ON THE EFFECT OF AMBIENT TURBULENCE ON THE BUOYANT PLUME RISE

Du Shuming

(*Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing, 210044*)

Li Zongkai

(*Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing, 210008*)

Abstract

Considering the effects of both enhancing entrainment and intensifying the exchanges of momentum and heat between plume and ambient air, the trajectory equation of buoyant plume under neutral conditions is derived, and without any hypotheses on the rise termination the final rise prediction formula is obtained theoretically. Compared to the field experiments, the final rise formula simulates the observed final rise heights well.

Key words: Ambient turbulence, Buoyant plume rise, Trajectory equation, Final rise prediction formula.