

夜间大气边界层热力因子的数值研究

铁学照

周明煜

(天津市气象科学研究所) (中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文使用了一维非定常热力方程对夜间大气边界层热力结构进行了数值模拟。结果表明: (1) 当天气形势变化平稳时, 平坦地区夜间边界层热力结构的变化主要受到湍流与辐射传输作用的影响。 (2) 由于地-气之间热量传输的相互调整作用, 使低层湍流变温率与地面温度变率之间表现为有相同周期的变化。

文中通过该模式的计算结果与复杂地形的实验资料的对比, 研究了平流作用对温度垂直分布的影响。

一、引 言

近年来, 对于边界层结构的数值研究已越加广泛地引起人们的注意。使用数值模拟研究边界层结构的优点在于, 可通过对外参量的控制达到不同的研究目的。Estoque^[1], André^[2] 等人对边界层的风、温剖面进行了计算, 其结果可直接应用到大气污染的计算中去。Zdankowski^[3] 通过对土壤参数的控制研究了土壤性质对于温度垂直分布的影响。Bornstein^[4] 使用二维数值模式研究了气流通过城市下垫面时产生的城市热岛效应和相应的流场变化情况。李兴生等人^[5] 则使用数值模式对夜间风速廓线进行了模拟和解释。

本文主要目的是对夜间边界层的热力结构进行模拟, 以分析各个热力因子对夜间逆温变化的影响。并且, 通过一维非定常模式的计算结果和水平不均匀地区的观测结果进行对比, 讨论了平流输送作用对于温度垂直分布的影响。

最初的数值模拟一般采用K理论方法。Estoque^[1], Blackadar^[6], Delage^[7] 和 Wu^[8] 分别使用了不同的方法对K的形式进行了确定。但由于K理论具有半经验性质, 为了直接对湍流性质进行数值模拟, Deardorff^[9], Wyngaard^[10] 和 Yamada^[11] 等人使用湍流闭合模式进行了研究。但闭合模式计算复杂、计算量大, 故K理论目前仍被广泛使用。由于K理论比较成熟, 计算结果与实际情况吻合, 故本文采用了K理论方法, 但对K的形式的确定, 避开了一般采用的混合长理论, 而使用量纲分析方法由湍谱参数确定K的形式。

二、数值模式及计算方法

(1) 数值模式

在夜间边界层内, 空气的热力方程主要包括三个热力因子, 即湍流传输项、辐射传输

项和平流输送项作用。在平坦地区,不太长的时间段内,忽略天气形势变化的情况下,可做水平平均假设。因此,空气热力方程为

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + C_R, \quad (1)$$

如果不考虑辐射影响时,则(1)式可表为

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right). \quad (2)$$

本文称(1)式为模式(一),称(2)式为模式(二)。设立两个模式的目的在于对比两个模式分别计算的结果。通过对比,研究辐射和湍流项的分别作用。式中 K 为湍流交换系数, θ 为位温, C_R 为辐射变温率。

对于 C_R 的计算,由于在低层大气中水汽的含量一般比 CO_2 大一个量级,而且水汽的长波辐射的吸收带也较宽,因此 Brooks^[12]认为 C_R 主要受水汽的影响,其表示为

$$C_R = \frac{q}{C_p} \left(\frac{p}{1000} \right)^{1/2} \left[\sum_{n=1}^N \Delta(\sigma T^n)_n \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \right)_n + \left(\sigma T^4 \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \right)_H - \sum_{m=1}^m \Delta(\sigma T^4)_m \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \right)_m \right], \quad (3)$$

式中 σ 为斯蒂芬常数, T 为绝对温度, q 为混合比, $\omega = - \left(\frac{\Delta p}{980} \right) \left(\frac{\bar{p}}{1000} \right)^{1/2} \bar{q}$ 为水汽光学厚度, ϵ 表示水汽发射率。方程右侧的第一项表示对参考层以上求和,第三项表示对参考层以下求和,脚标 H 表示上边界顶部。

对于非邻近于参考层的计算层,平均发射率斜率为:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} = \frac{(\partial \epsilon / \partial \omega)_l + (\partial \epsilon / \partial \omega)_u}{2},$$

式中角标 u, l 表示参考层至计算层的上、下边界。 $\partial \epsilon / \partial \omega$ 则由下式计算^[12]:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} = \begin{cases} \frac{0.05153}{\omega} + 1.5417 - 69.444\omega, & \text{当 } 0 < \omega \leq 0.01 \\ \frac{0.05790}{\omega} + 0.2170 - 0.700\omega, & \text{当 } 0.01 < \omega \leq 0.1 \\ \frac{0.07163}{\omega} + 0.0096 - 0.001\omega, & \text{当 } 0.1 < \omega < 10. \end{cases}$$

对于邻近于参考层的计算层,平均斜率则表示为:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} = (1.65\omega)^{-3/4}.$$

对于计算时所需要风速和湿度,使用下列方程得到:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f_v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -f_u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad (5)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial q}{\partial z} \right), \quad (6)$$

式中 q 为混合比, p 为气压, u, v 为水平风速分量, f 为柯氏参数.

(2) 湍流交换系数 K 的计算方法

Hanna^[43] 在做了 K 完全由湍谱参数所决定的假设下, 使用湍流强度参数 σ_w 和湍流尺度参数 k_m 进行量纲分析后指出:

$$K = c\sigma_w k_m^{-1}, \quad (7)$$

式中 σ_w 表示垂直脉动速度标准差, k_m 为湍能最大时所对应的波数, c 为常数, 本文取

$$c = 0.09.$$

根据 Busch^[44] 等人的分析, 湍流耗散率 ε 与湍谱参数之间的关系可表为:

$$\varepsilon^{1/3} = 1.5\sigma_w k_m^{1/3}. \quad (8)$$

将 (7), (8) 二式合并后有:

$$K = 0.06\varepsilon^{1/3} k_m^{-4/3}. \quad (9)$$

根据 Wu^[45] 提供的湍流耗散率 ε 的表达式为:

$$\varepsilon = K \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right], \quad (10)$$

k_m 由 Hanna^[43] 从实验观测给出了如下关系式:

$$k_m = \Phi(R_i) \frac{0.3}{(z + z_0)} \left[1 + \frac{500}{G} f(z + z_0) \right], \quad (11)$$

式中 G 为地转风速, z_0 为地面粗糙度参数, $\Phi(R_i)$ 为层结订正函数, 表示为:

$$\Phi(R_i) = \begin{cases} (1 - 18R_i)^{-1/4} & R_i < 0 \\ (1 + 5R_i) & R_i \geq 0. \end{cases}$$

将 (10), (11) 二式代入 (9) 式后, 即可得到完整的 K 的表达形式, 即

$$K = 0.0147 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]^{1/2} \left\{ \frac{0.3\Phi(R_i)}{(z + z_0)} \cdot \left[1 + \frac{500}{G} f \cdot (z + z_0) \right] \right\}^{-2}. \quad (12)$$

(3) 数值计算方法

在对模式进行差分计算时, 考虑到边界层内气象要素在低层变化较大, 而在上层变化较为缓慢的特点, 故本文对高度坐标做了对数线性变化, 即

$$\zeta = \frac{z}{A_1} + \ln \frac{z + A_2}{A_1}, \quad (13)$$

式中 A_1, A_2 分别为转换系数, 本文分别取为 205.0 和 10.6. 按照 Delage^[7] 的处理, 经坐标变换后, (1) 式可表为:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial \zeta}{\partial x} \left(\frac{\partial R}{\partial \zeta} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} + R \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} \right) + C_R, \quad (14)$$

式中 $R = K \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

对 (14) 式进行差分处理后, 可表示为:

$$\theta_m^{t+1} = a(m) \left[\frac{(R_m^t - R_{m-1}^t)(\theta_m^{t+1} - \theta_{m-1}^{t+1})}{(\Delta \zeta)^2} + R_m^t \frac{(\theta_{m-1}^{t+1} - 2\theta_m^{t+1} + \theta_{m+1}^{t+1})}{(\Delta \zeta)^2} \right] \Delta t + (C_R)_m^t \cdot \Delta t + \theta_m^t, \quad (15)$$

式中角标 m, t 分别表示高度与时间坐标点,

$$a(m) = \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} \right)_m = \frac{1}{A_1} + \frac{1}{Z_m + A_2}.$$

对 (15) 式进行化简合并后给出

$$A\theta_{m-1}^{t+1} + B\theta_m^{t+1} + C\theta_{m+1}^{t+1} = F, \quad (16)$$

式中

$$A = -a(m)\Delta t R_{m-1}^t$$

$$B = a(m)\Delta t(R_m^t + R_{m-1}^t) + 1$$

$$C = -a(m)\Delta t R_m^t$$

$$F = \theta_m^t + (C_R)_m^t \Delta t.$$

对 (16) 式进行数值求解时, 本文采用的时间步长为 60 秒, 高度间隔 $\Delta \zeta = 1$.

对于初始条件的选取, 本文采用了 18 时的实测风、温、湿剖面, 计算终点为次日 06 时. 对边界条件的选取如下:

下边界 $\theta|_{z=0} = \theta_0(z)$, $q|_{z=0} = q_0(z)$, $u, v|_{z=0} = 0$, 式中 $\theta_0(z)$, $q_0(z)$ 分别为地面实测温度和湿度.

上边界 $\theta|_{z=H} = \theta_H$, $q|_{z=H} = q_H$, $v|_{z=H} = v_g$, $u|_{z=H} = u_g$, 式中 v_g, u_g 为地转风分量, θ_H, q_H 为上边界实测温度和湿度.

三、计算结果分析

(1) 观测与计算结果的比较

本文对比时选用了由 Clarke 等人^[15]所提供的 Wangara 实测资料进行对比分析. 图 1 给出了 13 日—14 日的实测温度剖面. 图 2 和图 3 给出了使用模式(一)和模式(二)的分别计算结果.

计算结果表明, 使用模式(一)计算的温度剖面与实测结果相当吻合. 由图 3 表明, 由于模式(二)忽略了辐射项的作用, 因此实测值与计算值之间有较大的误差. 误差表现为计算的温度偏高, 而且这种偏高现象随时间越来越明显. 这表明在夜间的数值模拟中辐射项是不可忽略的. 由图 3 温度剖面的演变还看出, 湍流传输对于夜间边界层中的温度变化只表现在低层. 在逆温层以上, 夜间温度的变化主要受到辐射致冷的影响.

(2) 热力因子的时变关系

在水平均一的条件下, 将 (1) 式用变温率形式表达后有:

$$C = C_R + C_H, \quad (17)$$

式中 $C = \frac{\partial \theta}{\partial t}$ 为模式(一)计算的变温率, C_R 为辐射变温率, 由 (3) 式计算.

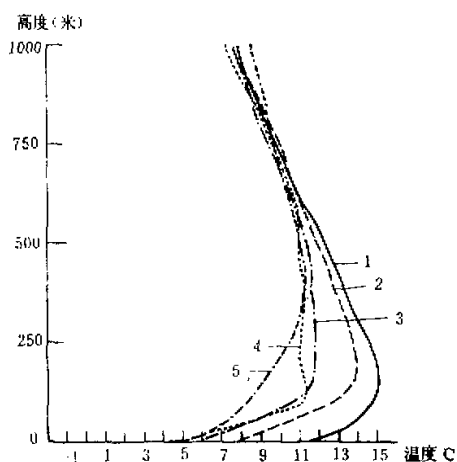


图1 Wangara 实测温度剖面, 时间为13日18时—14日06时

(1) 18时30分, (2) 21时03分,
(3) 00时20分, (4) 03时18分,
(5) 06时17分.

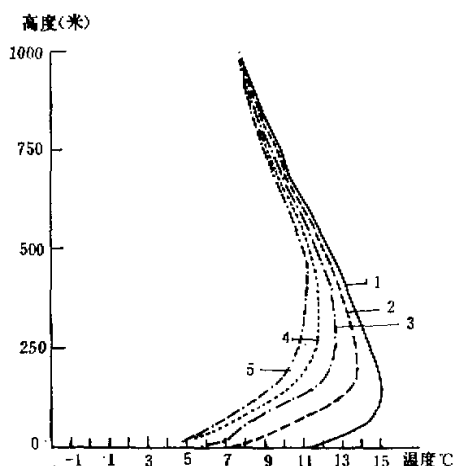


图2 模式(一)计算的温度剖面, 计算时间为13日—14日

(1) 18时30分, (2) 21时10分,
(3) 00时20分, (4) 03时20分,
(5) 06时20分.

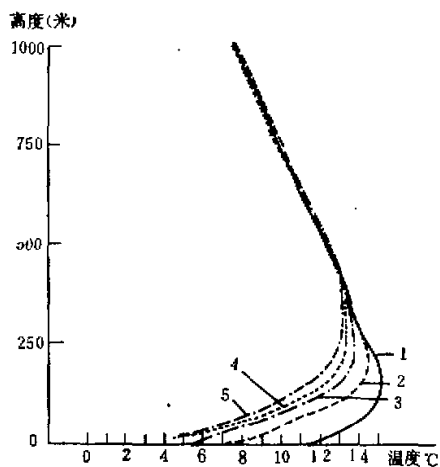


图3 使用模式(二)计算的温度剖面, 计算时仅考虑了湍流项, 计算时间为13日—14日

(1) 18时30分, (2) 21时10分, (3) 00时20分,
(4) 03时20分, (5) 06时20分.

$$C_H = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)$$

为湍流变温率.

对于 C_R 的时变规律, 周明煜^[16]和 Funk^[17] 等人曾分别通过实验进行了研究, 其结果

表明 C_R 与地表温度变温率 C_E 间存在着同周期的变化规律。本文则着重对湍流变温率 C_H 的时变规律进行探讨, 参见图 4。

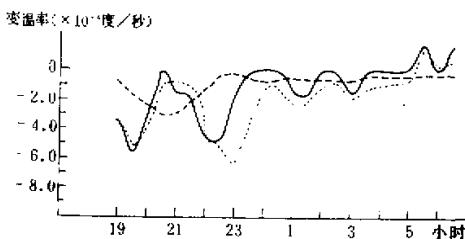


图 4 地面变温率 C_E 与湍流变温率 C_H 的时变曲线, 计算时间为 13 日—14 日

实线: C_E 曲线, 点线: 16 米高度上的 C_H , 虚线: 15 米高度上的 C_H 。

由图 4 表明, C_E 与不同高度上的 C_H 均有着相同周期性的变化, 这反映了地-气之间热量传输的相互调整过程。当地面降温率增强时, 首先对贴地层的空气温度产生影响, 使得贴地层逆温增强。这种温度结构的变化, 增加了空气对于地面的热量传输, 因而, 一方面使得空气湍流热通量的辐散增强, 造成了湍流致冷率 C_H 的增大, 而另一方面则减缓了地面温度的降低。当地面降温率 C_E 减小时, 相应的贴地层逆温强度也开始减弱, 因此空气的湍流热通量辐散也相应地减弱, 造成了湍流致冷率 C_H 的相应减小。这种地-气之间热量传输的相互调整对 C_E 与 C_H 的周期性变化起了一定的作用。

地面温度的变化首先影响到边界层下部, 然后通过湍流混合将地面温度的变化逐渐向上传递。这种传递所需要的混合时间造成了不同高度上 C_H 对 C_E 的相位滞后, 并且随着高度的增加这种相位滞后现象就越来越明显。由于夜间湍流混合作用主要表现在低层, 因此在向上传递过程中由于层结的抑制作用 C_H 的振幅逐渐减弱。由图 4 看出, 在 115 米高度上的 C_H 变化已经很小。

(3) 热力因子随高度的分布特征

在夜间, 由于地面长波辐射造成的致冷影响, 一般有贴地逆温层形成, 本文使用 h_i 来表示这个高度。根据 André^[18] 的定义, 在位温梯度 $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 3.5^\circ\text{C}/\text{千米}$ 时为夜间影响层, 本文使用 h_i 来表示这个高度。他还认为, 在贴地层附近, 由于风速切变较大, 因而有一层由于切应力所造成的夜间湍流混合层, 本文使用 h_T 表示这个高度。André^[18] 使用切应力曲率剖面对此高度进行了计算, 并定义了当切应力曲率随高度减小到一小值, 并随高度变化平缓时所对应的高度为 h_T 。他的计算还表明了, 作为粗略的估算, $h_T \approx \frac{1}{3} h_i$ 。各特征高度值请参见表 1。

对于 C_H 和 C_R 的高度分布特征, 参见图 5。图 5 表明了各热力因子对不同特征高度内温度变化所起的作用。在湍流混合层 h_T 内, 湍流致冷率 C_H 起了主要的作用, 其大小超过了 C_R 。因此在该层中, 湍流输送对夜间温度结构的变化影响最大。在湍流层 h_T 之

表 1 特征高度值

高度(米) 时 间	h_s	h_l	h_T	$\frac{1}{3} h_s$
21 ^h	340	250	100	110
00 ^h	500	300	190	167
03 ^h	615	380	200	205

上, C_R 的影响开始超过了 C_H , C_R 的极值与水汽的极值相对应。因而在 $h_T < h < h_s$ 内, 辐射致冷对夜间温度结构的变化影响最大。本文称该层为辐射致冷层。

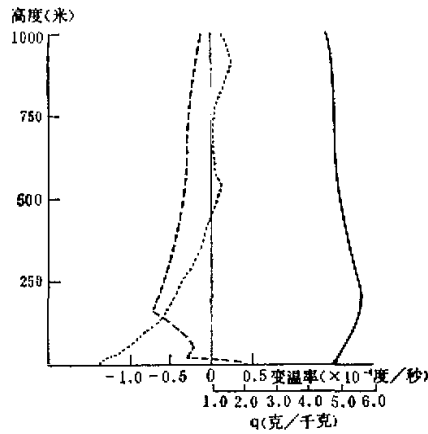


图 5 q 、 C_H 、 C_R 随高度的变化曲线, 计算时间为 14 日 00 时 20 分
点线: C_H 曲线, 虚线: C_R 曲线, 实线: q 曲线。

由图 6 我们看到, 由于忽略辐射致冷所造成的温度偏高的极大值恰恰出现在辐射致冷层内。在辐射致冷层内平均偏高为 $+2^{\circ}\text{C}$ 左右。在湍流混合层内, 平均偏高为 $+0.05^{\circ}\text{C}$ 左右。上述事实进一步说明了辐射项在辐射致冷层中所起的主导作用。图 6 还表明, 忽略辐射项的作用, 不但使一定层次内的温度系统偏高, 还造成了温度结构的变化。这种变化的主要表现为逆温层高度的降低和逆温强度的增强。表 2 给出了这种逆温特征

表 2 忽略辐射项作用所引起的逆温偏差。其中角标 1, 2, *
分别表示模式(一)、(二)和实测的结果

时 间	h_1^* (米)	h_2^* (米)	h_3^* (米)	$(\frac{\partial T}{\partial z})^*$ (度/百米)	$(\frac{\partial T}{\partial z})^1$ (度/百米)	$(\frac{\partial T}{\partial z})^2$ (度/百米)
18 ^h	150	150	150	2.3	2.3	2.3
21 ^h	200	250	180	3.3	2.6	3.9
00 ^h	250	300	220	2.6	2.3	3.2
03 ^h	350	380	250	1.8	2.0	3.0
06 ^h	360	400	260	1.3	1.3	2.4

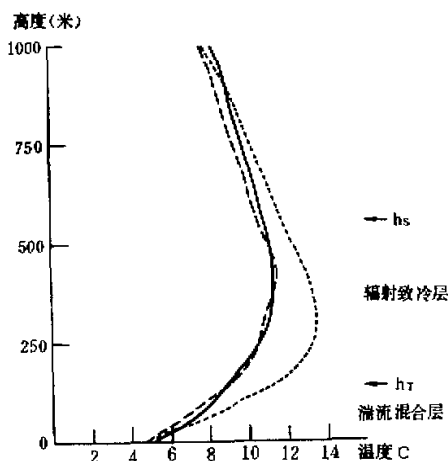


图 6 温度剖面的比较, 计算时间为 14 日 06 时 20 分
实线: 实测的温度剖面, 虚线: 模式(一)计算的温度剖面,
点线: 模式(二)计算的温度剖面。(忽略辐射项)

的偏差。

表 2 表明, 辐射致冷对于夜间贴地逆温的作用是使得逆温层的强度减弱 (平均减弱 0.88 度/百米), 而逆温层高度增加 (平均增加 73 米)。这种现象的形成原因在于, 辐射致冷效应在逆温层顶部较强, 所以造成了较大的温度降低, 并同时使得温度剖面的曲率减小, 因而使得逆温层有所减弱, 而逆温层顶有所抬升。

各热力因子对于不同层次所作的总贡献可通过下面的方法进行定量分析。对(17)式进行高度积分后, 可表示为:

$$\int_0^h C dz = \int_0^h C_H dz + \int_0^h C_R dz, \quad (18)$$

如果定义

$$G = \int_0^h C dz, \quad G_H = \int_0^h C_H dz, \quad G_R = \int_0^h C_R dz$$

分别对不同层次 $0 < h < h_T$, $0 < h < h_s$, $h_T < h < h_s$ 做积分后, 即可表明湍流传输作用对于各层次的温度所作的总贡献。表 3 给出了积分后的结果。

由表中看出, 在湍流混合层 h_T 内的温度结构变化, 湍流项所占的总贡献为 65%, 因而占有主导作用。对于辐射致冷层内温度结构的变化, 辐射项所占的总贡献为 62%, 因而起着主导作用。对于整个夜间温度结构的变化, 两项各占 50% 左右。

通过以上分析, 表明了湍流和辐射传输作用对于低层逆温发展所起的作用。当夜间地面温度降低时, 湍流作用使紧靠地面层次的空气进行混合, 因而形成了一层较低而较强的贴地逆温层。在逆温层顶部附近, 湍流受到了层结的抑制, 故湍流的作用减小而辐射项的影响增大。在逆温层顶部, 空气温度较高, 因而与上、下较冷的空气进行辐射交换的结果使逆温层顶部附近产生了较大的辐射致冷, 贴地层逆温强度减弱而高度相应的抬升, 这种过程的不断反复, 夜间贴地层逆温因而得以不断发展。

表 3 各热力因子在不同层次内对温度结构变化所作的贡献比例
($G_i = G, G_H, G_R$ 当 $i = 1, 2, 3$ 时)

		$\times 10^{-2}$ 米·度/秒	G_i/G
湍流混合层	$G = \int_0^{k_T} C dz$	-2.01	1
	$G_H = \int_0^{k_T} C_H dz$	-1.31	0.65
	$G_R = \int_0^{k_T} C_R dz$	-0.70	0.35
辐射致冷层	$G = \int_{k_T}^{k_s} C dz$	-2.27	1
	$G_H = \int_{k_T}^{k_s} C_H dz$	-0.87	0.38
	$G_R = \int_{k_T}^{k_s} C_R dz$	-1.40	0.62
整个夜间影响层	$G = \int_0^{k_s} C dz$	-4.28	1
	$G_H = \int_0^{k_s} C_H dz$	-2.18	0.51
	$G_R = \int_0^{k_s} C_R dz$	-2.10	0.49

(4) 城市和地形不均匀性对温度垂直分布的影响

以上讨论都是在水平平均一的假设下进行的,所使用的观测资料也是在平坦的地区,在天气形势平稳条件下观测到的结果,因而忽略了平流项。但是在城乡交界地区,如北京市大气所 320 米气象铁塔观测点,地形则较为复杂。观测点西面与北面为山区,南面为城市区,东面为城郊区。因而,当风向变化时,由地形和城市造成的冷暖平流交替对观测点产生影响,观测到的温度剖面较为复杂,并经常出现多层逆温现象。本文由温度变温率的残余项的估计出发,对这个问题做了初步探讨。即由

$$C_{Res.} = \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_m - C_H - C_R \quad (19)$$

出发,式中 $C_{Res.}$ 为残余温度变温率, $\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_m$ 为气象铁塔观测到的实际温度变温率, C_H 、 C_R 为计算的湍流和辐射变温率。

图 7 给出了一个由于城市热岛效应形成暖平流对于温度垂直分布所造成影响例子。

由于使用模式(一)计算的温度剖面不含有平流项,因此通过和实测温度剖面的对比很容易看出由于暖平流加热所造成的温度升高。从图 8 看出,由于风向在 SSW 附近摆动,风速在上部为 8 米/秒左右。因此,当气流通过城市经观测点时,由于城市对气流的加热,使测点的温度产生了明显的变化,其变化的主要表现是整层的温度升高,一般升高 1°C 左右。在 60 米高度 $C_{Res.}$ 有一极大值,因而使该层温度升高较大,造成了 120 米附近的二层

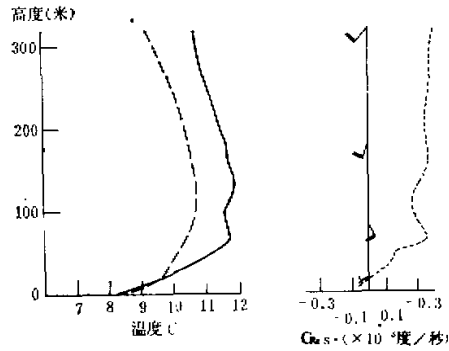


图7 暖平流对于温度结构的影响, 计算时间为
1981年10月25日23时

实线: 实测的温度剖面 虚线: 计算的温度剖面
(无平流项) 点线: C_{Res} 曲线。

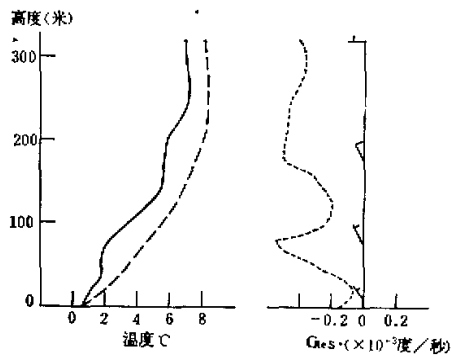


图8 冷平流对温度剖面的影响, 计算时间
为1981年10月25日05时

实线: 实测的温度剖面, 虚线: 计算的温度
剖面(无平流项) 点线: C_{Res} 曲线

逆温。以上现象证实了由 Clarke^[19] 提出的“城市热羽”现象。即城市中的热空气向城郊区延伸并与城郊区下部的稳定空气叠加, 形成了二层逆温。

由图8看出, 当风向为 *NW* 风时, 气流来自山区, 因而夜间山风所造成的冷平流对温度的垂直分布产生了致冷影响。这种致冷的影响使整层的温度降低了 $1-2^{\circ}\text{C}$ 左右。并且, 由于冷却率随高度的不均匀性, 使得温度剖面的畸变很大。

四、结 论

夜间边界层温度结构的变化是由于湍流、辐射和平流项共同作用的结果。在平坦地区, 当天气形势平稳时, 平流项作用较小, 湍流和辐射传输起主要的作用。

湍流传输对于夜间逆温形成的主要贡献在低层。而辐射致冷的最大影响在逆温层顶附近的辐射致冷层。这种辐射冷却作用使得逆温强度减弱,从而使逆温层顶有抬升的趋势。

在水平不均匀地区,经常出现由于地形作用或城市作用所引起的平流作用,它对温度垂直分布会产生较大的影响。当气流经过城市时,城市“热羽效应”对下风向空气产生局部加热,往往会造成多层逆温现象。同样,由于山风所造成的冷平流会对温度剖面产生局部致冷现象,这种现象也会使温度剖面产生相当大的畸变。

致谢:本文计算结果曾与李兴生同志进行了讨论,作者对他提出有益意见表示致谢。

参 考 文 献

- [1] Estoque, H. A., A numerical model of the atmospheric boundary layer, *J. Geo. Res.*, **68**, 1103—1113, 1963.
- [2] André, J. C., et al, Modeling the 24 hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1861—1883, 1978.
- [3] Zdunkowski, W. G., Application of a radiative-convective model to the simulations of nocturnal temperature charges over different soil types, *J. Appl. Met.*, **10**, 937—948, 1971.
- [4] Bornstein, R. D., The two-dimensional URBMET urban boundary layer model, *J. Appl. Met.*, **14**, 1459—1471, 1975.
- [5] 李兴生等人,夜间边界层发展的数值研究, *大气科学*, **6**, 127—134, 1982.
- [6] Blackadar, A. K., The vertical distribution of wind and turbulent exchange in neutral atmosphere, *J. Geo. Res.*, **67**, 3095—3102, 1962.
- [7] Delage, Y., A numerical study of the nocturnal atmospheric boundary layer, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **100**, 351—364, 1974.
- [8] Wu, S. S., A study of heat transfer coefficients in the lowest 400 m of the atmosphere, *J. Geo. Res.*, **70**, p. 1801, 1965.
- [9] Deardorff, J. W., Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer, *Boundary Layer Met.*, **1**, 81—106, 1974.
- [10] Wyngaard, J. C., Modeling the planetary boundary layer Extension to the stable case, *Boundary Layer Met.*, **9**, 441—460, 1975.
- [11] Yamadar, T. and Mellor, G., A simulation of the wangara atmospheric boundary layer data, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 2309—2329, 1975.
- [12] Brooks, D. L., A tabular method for the computation of temperature change by infrared radiation in the free atmosphere, *J. Met.*, **7**, 313—321, 1950.
- [13] Hanna, S. R., A method of estimating vertical eddy transport in the planetary boundary layer using characteristics of the vertical velocity spectrum, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1026—1033, 1968.
- [14] Busch, N. and H. Panofsky, Recent spectra of atmospheric turbulence, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **94**, 132—148, 1968.
- [15] Clarke, R. H. et al., The Wangara experiment Boundary-layer data, pap. No. 19, Div. Meteor. Phys., CSIRO, Australia, 1971.
- [16] 周明煜,张 翼,夜间辐射逆温过程中的波动性质, *科学通报*, **3**, 156—159, 1982.
- [17] Funk, J. P., Measured radiative flux divergence near the ground at night, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **86**, 382—389, 1960.

- [18] André, J. C. and Mahrt, L., The nocturnal surface inversion and influence of clear-air radiative cooling, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 864—878, 1982.
- [19] Clarke, J. F., Nocturnal urban boundary layer over Cincinnati, Ohio, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 582—589, 1969.

NUMERICAL SIMULATION OF THERMAL FACTORS IN THE NOCTURNAL ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

Tie Xuexi

(*Tianjin Meteorological Institute*)

Zhou Mingyu

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Abstract

By using one-dimensional, nonsteady state thermodynamic equations, the thermal structure in the nocturnal atmospheric boundary layer is numerically simulated. The main results are as follow:

(1) The variations of the thermal structure in the nocturnal atmospheric boundary layer over the flat terrain, when the weather situation is slowly changed, are mainly affected by turbulence and radiation transfer.

(2) There are the same cycles in the lower layer turbulent temperature variability and the surface temperature variability as a result of heat transfers between the earth and air.

Finally, the effects of advection on the vertical distribution of temperature are discussed by comparing the computed results from the model with the experimental data under complex orographic conditions.