

湍流动能闭合方法在中尺度 模式中的应用

唐有华

(中国科学院大气边界层物理和大气化学国家重点
实验室, 北京 100029)

苗曼倩

(南京大学大气科学系, 南京 210093)

摘 要 湍流动能闭合方法是近年来发展起来的用以模拟大气边界层的一种方法, 本文对其做了简化, 仅在边界层内使用这一方法, 进一步减少计算量, 使之更适用于中尺度数值模拟。对一维旺加拉 (Wangara) 资料进行的试验表明, 这种方法保留了边界层计算的精度, 又能节省机时。然后将这种方法应用于三维中尺度钟形山地形的模拟, 描述了湍流动能的分布, 以及湍流活动对山后回流区面积和强度的影响。

关键词 湍流动能闭合 湍流 中尺度模拟

1 引言

湍流动能闭合方法是近 20 年来发展起来的用以模拟大气边界层的湍流闭合方案, 边界层的主要特征就是湍流, 如果要模拟好边界层大气运动状况, 就必须以适当的形式将湍流起的作用表示出来。早期人们一般采用 K 闭合处理湍流项, 作为湍流垂直交换系数的 K 的取值比较简单, 可以由湍流特征值和距地面的高度定出, K 闭合方法比较简单, 但精度仅是一阶, 故不够精确, 用以模拟湍流不够理想, 而且在处理下垫面比较复杂的情况, 如内边界层的作用等, 这种 K 的取法显然不适合。70 年代初发展起来的高阶闭合和大涡模拟, 都能细致精确地模拟大气边界层。高阶闭合不仅能模拟得到平均量的时空分布, 还可以得到湍流量的时空分布。而湍流量的分布对于大气中污染物的扩散研究具有重要意义, 然而高阶闭合的主要缺点是计算量太大, 所以高阶闭合难以应用于中尺度大气数值模拟。为此人们对高阶闭合进行了简化。Mellor 和 Yamada^[1,2]做了比较系统的研究, 根据模式的复杂程度将高阶闭合模式依次命名为 level 4、level 3、level 2.5 和 level 2, 其中 level 4 是完全的二阶闭合方案; level 3 保留了两个湍流量预报方程, level 2.5 只保留了 1 个湍流量预报方程, 即湍流能量预报方程。Mellor 和 Yamada 的 level 2.5 实际上就是一种湍流动能闭合方案。同时其他作者也研究了湍流动能闭合, 比较成功的如 Therry 和 Lacarrere^[3]。湍流动能闭合方案与 K 闭合要相比只增加了一个湍流能量预报方程, 将 K 表示为与湍流能量有关的函数, 其计算量是中尺度模拟所可以接受的。近些年来已经有人将湍流动能闭合应用于整层大气的模拟, 所以积分时间仍然太长。其实没有必要这样做, 因为湍流运动只局限于边界层内, 其上面的

自由大气湍流运动很弱,可以略去不计。我们认为:在边界层以上使用湍流动能闭合没有必要,用常数 K 闭合就可以了。本文部分采用湍流动能闭合方案,即只是在边界层内使用湍流动能闭合,在上面的自由大气, K 取为很小的边界层顶附近的残留量,并且是常量。

2 闭合方法和一维试验

在边界层内,本文采用的湍流动能闭合方案是 Therby 等^[3]提出的方案:

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= f(v - v_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right), \\ \frac{dv}{dt} &= -f(u - u_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial v}{\partial z} \right), \\ \frac{d\theta}{dt} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} \right), \\ \frac{de}{dt} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(K_e \frac{\partial e}{\partial z} \right) + K_m \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{g}{\theta} K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} - \varepsilon, \\ K_m &= C_k l_k \sqrt{e}, \quad K_\theta^* = \alpha_\theta K_m, \quad K_e = \alpha_e K_m, \\ \overline{w'\theta'} &= -K_\theta^* \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} - r_{cg} \right) = -K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad K_\theta = K_\theta^* \left[1 - \frac{r_{cg}}{\partial \theta / \partial z} \right],\end{aligned}$$

其中 K_m 、 K_θ 、 K_e 分别为动量、位温、湍流动能的垂直交换系数。 C_k 、 α_θ 、 α_e 为常数, l_k 是湍流混合长, r_{cg} 为温度反梯度修正项, ε 是湍能耗散项。边界层以上垂直交换系数 K 为常数,其数值取为边界层顶处的值,代表边界层以上湍流残留量的贡献,实际也就相当于一种 K 的折断模型。与整个模拟区域使用湍流动能闭合方案相比,部分使用湍流动能闭合方案必须解决的问题是要保证动量(热量、水汽)的垂直交换系数在边界层顶附近保持连续。计算表明,在大多数情况下,由湍流动能闭合方案算得的 K 值在边界层顶附近与背景 K 值(本文取 Pielkle^[4]推荐的 $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2$)具有同一量级,这时可以直接过渡,不会造成计算不稳定。有时由湍流动能方法算得的 K 值在边界层顶处比背景 K 值大,当大一个量级时(这种情况可能是因为边界层高度预报值偏低造成的),必须在预报的边界层顶外取几层作为平滑过渡层,让 K 值光滑地减小至背景值。边界层高度的准确预报对于部分使用湍流动能闭合的方法至关重要。本文边界层高度 z_i 的预报选用由 Deardorff^[5]推得的公式

$$\frac{\partial z_i}{\partial t} + u \frac{\partial z_i}{\partial x} + v \frac{\partial z_i}{\partial y} = w_* + \frac{1.8(w_*^3 + 1.1u_*^3 - 3.3u_*^2 f z_i)}{g \frac{\partial \theta^+}{\partial z} + 9w_*^2 + 7.2u_*^2},$$

其中 $\partial \theta^+ / \partial z$ 是在边界层顶处的位温梯度, f 为科里奥利参数,

$$w_* = \begin{cases} \left(\frac{g}{\theta_0} Q_0 z_i \right)^{1/3}, & Q_0 \geq 0 \\ 0, & Q_0 < 0 \end{cases}$$

θ_0 为地面处空气位温, Q_0 为地面热通量,

$$Q_0 = -\theta_* u_*.$$

为了检验部分使用湍流动能闭合方案的可行性和模拟效果, 用上述方法计算了著名的旺加拉实验第 33 天白天的风温垂直分布。取模式顶高 2 km, 分为 17 层, 不考虑垂直速度和辐射的影响, 地转风和上下边界条件按 Yamada 和 Mellor 给出的方案输入。模拟初始时间为 09:00 LST, 风速分量 U 、 V 和位温 θ 的初值为实测值, 湍流动能 e 在各层取一个很小的背景值作为初值, 以防止在计算起步时除零溢出, 本文取 $0.01 \text{ m}^2/\text{s}^2$ [16]。Andre^[7]指出湍流量的初值对最后结果无影响, 模式在以后的计算调整中得到适宜的值。

平均量 u 、 v 、 θ 的模拟结果和实测值的比较见图 1, 各条廓线的时间间隔为 2 h。由于旺加拉实验资料的温度每隔 3 h 测一次, 从 9 时到 18 时只有 4 组资料, 所以图 1f 有 4 条廓线, 分别为 9 时、12 时、15 时、18 时的位温。从图中可以看到, 模拟结果与实测值基本符合, 其中 v 分量略偏大, u 分量与实测值符合较好, 从位温廓线可见, 模式计算结果的逆温层高度, 即边界层顶高度与实测值一致, 逆温较平缓是因为网格距较大的缘故。边界层以上位温相差在 1°C 以下, 边界层以下除 18 点偏差 1.5°C 外, 其他也均小于 1°C 。这说明部分使用湍流动能闭合是可行的, 它不但能提供平均量的模拟结果, 还可以获得一些湍流量的值。图 2 是感热通量的模拟值与 Andre 用三阶闭合模拟得到的结果的比较, 两者基本相符。Andre 的工作被认为是比较成功的, 但计算量非常大, 即便是单纯的大气边界层模拟也很少采用, 本文所用方法的计算量小得多, 得到的结果与之相近。本方法与模拟全部采用湍流动能闭合的方法相比, 也要节省机时, 尤其在夜间, 边界层高度较低, 只有 200~300 m 时, 部分采用湍流动能闭合的优点更明显; 另一方面, 湍流动能闭合或其他高阶闭合都要求比较密的垂直格点 (格距与湍涡尺度相当), 因此若全部采用湍流动能闭合的方法, 边界层以上还要有比较密的格点, 如果只在边界层内使用湍流动能闭合, 则自由大气中的垂直格点可稀疏一点, 这样可以减少格点数目, 从而也减少了计算量, 才有可能应用于三维中尺度大气模式。这样使其中模拟的精度提高了, 而且模拟的内容更丰富, 不仅能适用于大气环流研究, 也可将其应用于模拟区域性的大气污染扩散。

3 湍流动能闭合在三维中尺度模式中的应用

本文在 Mahrer 和 Pielke^[18]的三维中尺度模式的基础上对其作了改进, 引入湍流动能闭合来取代原来用的 O'Brien^[9]的廓线函数 K 闭合方案。其他方面没有更改。只在边界层内部分采用湍流动能闭合, 是为了在尽量少增加计算量的前提下, 更精确地模拟出湍流活动对边界层大气运动的影响, 本文选用理想钟形山地形进行模拟。钟形山地形是最简单的三维形, 不少学者对此作过研究。早期人们常用线性小振幅理论来求解这类问题, 其中不得不加许多简化和假设, 这种方法虽然能描述一些主要的动力特征, 但是在实际大气中起作用的其他复杂的因子却难以加以考虑, 而且地形比较高时, 小振幅理论也不再适用。流体物理模拟方法也曾被用来解决绕障物流动的问题, 但水槽试验中很难

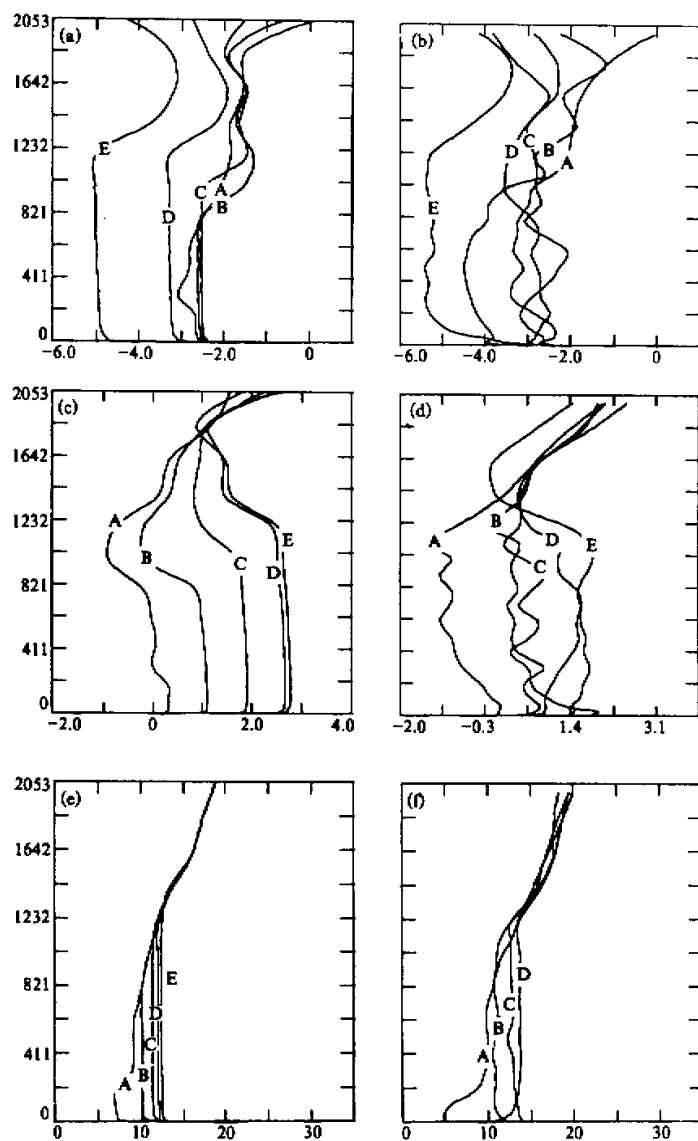


图 1 风速分量 u , v 和位温 θ 的模拟结果与实测资料的对比

图 a、c、e 分别是 u 、 v 、 θ 的模拟结果, 图 b、d、f 是对应的实测值。除图 f 中廓线时间间隔为 3 h 外, 其余各图廓线时间间隔 2 h, 标号为 A、B、C、D、E 的廓线分别代表当地时 10:00、12:00、14:00、16:00、18:00 的情形

加进层结, 尤其是不稳定层结的影响, 而在实际大气中层结的作用是不容忽视的。随着计算机的广泛应用, 数值模拟考虑各种因素成为可能。Crook^[10,11]曾详细研究过钟形山过山气流的结构, 但在他的研究中湍流作用考虑比较少, 事实上对于中尺度大气来说,

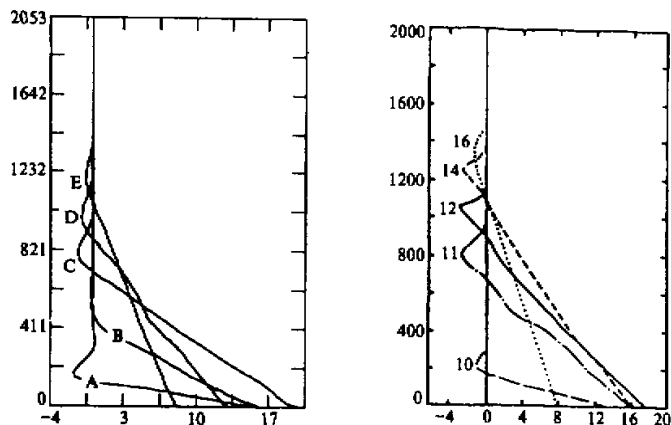


图2 部分使用湍流动能闭合模拟得到的感热通量结果与 André 结果的对比
(a) 为本模式结果, (b) 为 André 的结果, (a) 中标号为 A、B、C、D、E 的廓线分别是当地时
10:00、11:00、12:00、14:00、16:00 的情形

湍流在边界层内起的作用非常重要,与高速小尺度流动不同的是,这种湍流是由风的切变和热力作用引起的,水平方向由于尺度很大,风的水平切变相对较小,几乎不产生湍流。本文取的钟形山高 2 km,模式顶高 10 km。模式垂直方向上 17 层,分别为 5、10、25、60、150、300、1000、1500、2200、3000、4000、5000、6200、7400、8600、10000 m,采用地形坐标,模式水平格距 5 km,地转风为 10 m/s 的西风。这里模拟的是钟形山过山气流的日变化情况,模拟日期选在春分日,这一天日出的时间为 06:00 LST。模拟中还考虑了科里奥利力的作用,因为在小 Froude 数流动时,地转调整起着相当重要的作用。在科里奥利力和摩擦力的共同作用下,低层的盛行风向是西南风,在下面的模拟结果中可以清楚看到这一点。

图 3 给出了 06:00 LST 的模拟结果,可以看出其基本的动力特征:气流受地形阻挡,一部分从两侧绕流,另一部分被抬升越山而过。从两侧绕流的气流,逐渐加速,当绕过山的最宽点后,开始有辐合趋势,最后气流分离,其中一部分形成以涡旋偶极子为中心的尾流区回流,另一部分进入分离气流区流向下游。越山而过的气流在山顶处受地形诱导,形成很强的下坡风,过山顶之后,气流转而上升,这种上升气流被称之为水跃。关于钟形山过山气流的一般动力结构,已经有不少学者做过研究,这里不再赘述。本文考虑了地面非线性加热的作用,因此有着山谷风的日变化。在 06:00 LST,太阳刚出来,这时仍然维持着下坡气流,所以山前也出现了东西向速度分量 u 的负值区,即有回流存在。下面以 u 的负值区面积表征回流区的大小,以 u 的负值的绝对值的大小表征回流区的强度。以下就湍流对山后回流区的影响进行讨论。

前面已经提到,在中尺度大气中,边界层风的湍流主要是由风的垂直切变和热力作用产生的。钟形山两侧有比较大的垂直切变,这些地方的风生湍流很明显。图 3d 所示的地形坐标高度 $z^* = 150$ m 处的湍流动能分布上可以看出这一点。06:00 LST 大气还处于稳定层结,没有热力湍流产生。到了 10:00 LST,热力湍流开始起作用,上下气流混

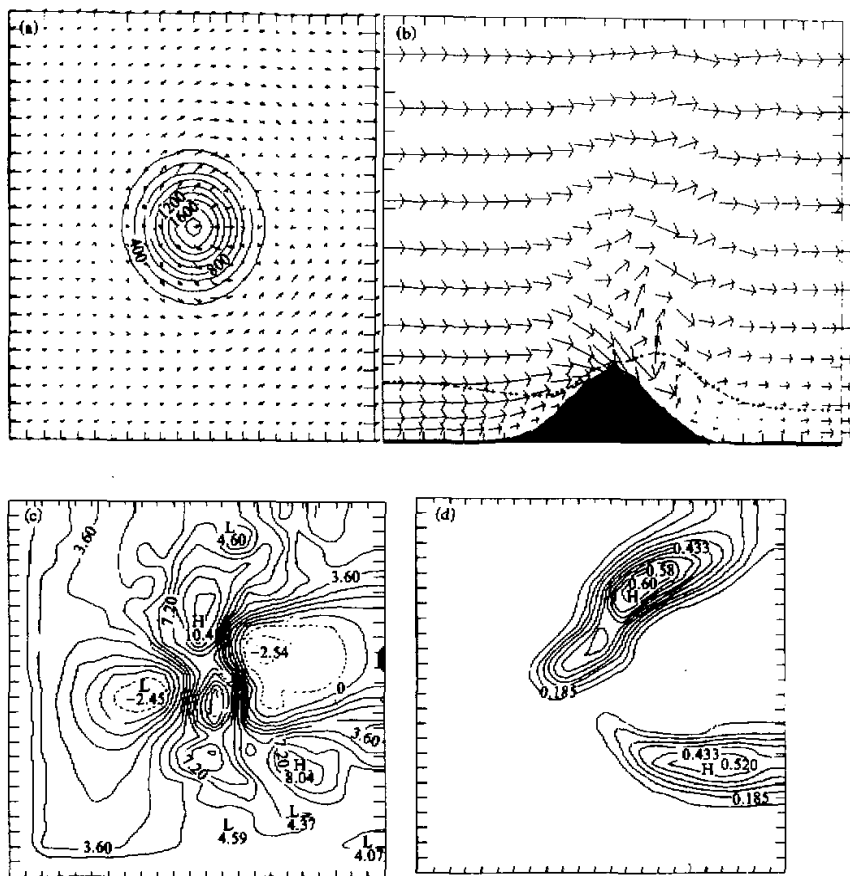


图3 钟形山试验 06:00 LST 的情形

(a) $z^* = 5$ m 处的风场; (b) 以 AA' 为基线的流场剖面, 风矢箭头在水平方向上一格对应于 10 m/s , 在垂直方向上对应于 1 m/s , 图中虚线表示边界层高度; (c) $z^* = 5$ m 处的 u 等值线, 单位 m/s ; (d) $z^* = 150$ m 处的湍流动能等值线, 单位 m^2/s^2 , 下同

合有所加强, 其结果使垂直风切变减弱, 削弱了风生湍流, 从图 4b 可以看出与 06:00 LST 相比湍流动能高值区要宽一些, 不象 6:00 LST 那样随绕流气流伸向下游。14:00 LST 的情形与 10:00 LST 基本类似, 此时热力湍流更强了, 将这三个时刻的山后回流区对比可以看出: 06:00 LST 回流区面积最大, 但强度最弱, 10:00 LST 回流区强度最大, 14:00 LST 回流区面积最小。10:00 LST 回流区强度之所以比较大, 显然是由于此时谷风向上吹, 加强回流的缘故。但若只有山谷风环流的影响, 06:00 LST 时的回流面积就不应大于 10:00 LST, 所以必然存在着其他因素的影响, 这就是湍流运动, 更确切地说, 是热力湍流。热力湍流的垂直混合作用将上层的西风动量输送下来, 起着削弱回流区的作用。06:00 LST 不出现热力湍流, 在尾流区上下混合甚微, 所以能保持比较大

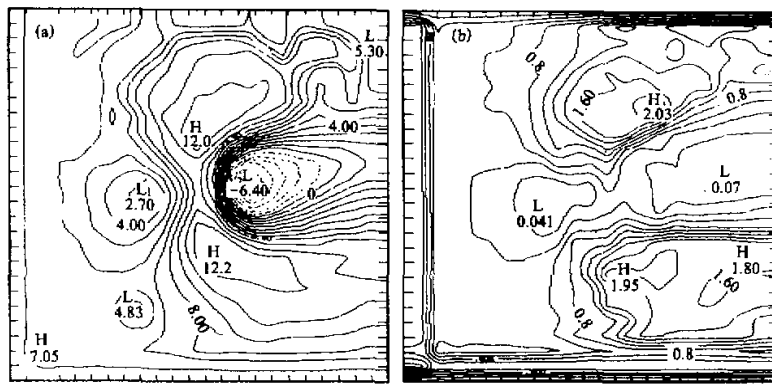


图4 钟形山试验 10:00LST 的情形

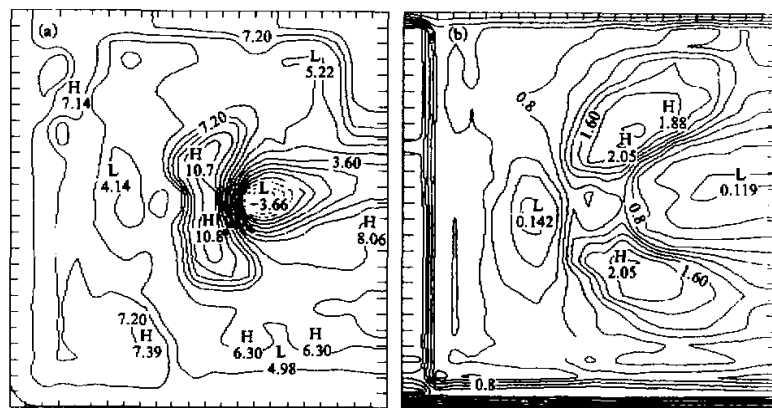
(a) $z^* = 5$ m 处的 u 等值线; (b) $z^* = 150$ m 处的湍流动能等值线

图5 钟形山试验 14:00LST 的情形

(a) $z^* = 5$ m 处的 u 等值线; (b) $z^* = 150$ m 处的湍流动能等值线

的回流区面积, 然而此时的下坡山风却削弱了回流区强度。山谷风的影响随着离山距离的增加而迅速减弱, 所以它对回流区面积的影响不大。10:00 LST 湍流开始加强, 回流区面积减少, 14:00 LST 热力湍流达到最强, 这时对流边界层高度达到最高, 回流区面积变成最小, 并且这时的湍流能将更高处的西风动量输送下来, 所以回流区强度又有所削弱, 这样回流区强度反而不如 10:00 LST 大。

4 结论

本文在边界层内运用湍流动能闭合方法, 可以很好地模拟大气边界层, 并且节省计算量, 使之可以运用于中尺度大气数值模拟。在对三维中尺度钟形山地形过山气流的模

拟中, 用此方法成功地给出了湍流动能的分布, 并对山后回流区强度和面积受湍流运动影响的过程进行了详细的讨论, 发现湍流活动对回流区面积影响很大。部分湍流动能闭合方法, 可以使湍流动能闭合方法推广运用到三维中尺度模式中, 而不会增加很多计算量, 也不必加密边界层以上的模式层, 是一种实用的闭合方案。

参 考 文 献

- 1 Mellor, G. L. and T. Yamada, 1974, A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791~1806.
- 2 Mellor, G. L. and T. Yamada, 1982, Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851~875.
- 3 Therry, G. and Lacarrere, 1983, Improving the eddy kinetic energy model for planetary boundary layer description, *Bound. Layer Meteor.*, **25**, 63~88.
- 4 Pielke, R. A., 1974, A three-dimensional numerical model for the sea breeze over south Florida, *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 115~139.
- 5 Deardorff, J., 1974, Three dimensional numerical study of the height and mean structure of heat planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2109~2126.
- 6 Ulrickson, B. L., 1992, Effects of surface property variations on simulated daytime airflow over coastal southern California, *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 2264~2279.
- 7 Andre, J. C., G. De Moor, P. Lacarrere, G. Therry, R. Du Vachat, 1978, Modeling the 24-h evolution of the mean and turbulence structure of planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1861~1883.
- 8 Mahrer, Y. and R. A. Pielke, 1975, A numerical study of the airflow over irregular terrain, *Contr. Atmos. Phys.*, **50**, 98~113.
- 9 O'Brein, J. J., 1970, A note on vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1213~1215.
- 10 Crook, N. A., T. L. Clark and W. Moncrieff, 1990, The Derner cyclone, Part I: Generation in low Frouder number flow, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2725~2742.
- 11 Crook, N. A., T. L. Clark and W. Moncrieff, 1991, The Derner cyclone, Part II: Interaction with the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2109~2126.

The Application of Turbulent Kinetic Energy Closure Scheme on Mesoscale Model

Tang Youhua

(LAPC, Institute of Atmospheric Physics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Miao Manqian

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

Abstract Turbulent kinetic energy (TKE) closure scheme was developed to simulate atmospheric boundary layer (ABL) in recent years. In this paper, TKE closure scheme was simplified to be used only in ABL. Thus it became more suitable to be used in mesoscale numerical simulation because of the less computation. A one-dimensional model verified by Wangara observed data showed that the method of simplification not only kept the precision of simulation in ABL but reduced the computer time. The method was applied to three-dimensional mesoscale simulation of airflow over bell-shape terrain. The distribution of turbulent kinetic energy was successful to display, and it was discussed that activity of turbulence affected the intensity and area of lee zone.

Key words turbulent kinetic energy closure turbulence mesoscale simulation