

植被层湍流的大涡模拟^{1),2)}

李家春 谢正桐

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要 研究植被层湍流的大涡模拟, 发展了一个 TSF (transient structure function) 亚格子模式, 尽可能真实地处理植被湍流这种既有强剪切, 又有热对流的流动。我们建立了植被湍流数据库, 并进行了较为详细的分析研究。湍流统计量如平均风速剖面、雷诺应力、湍流脉动能等, 与有关观测结果作了对比, 符合较好。大涡模拟计算同样发现已由现场观测到的、在强对流情况时出现的温度场斜坡型有组织结构。

关键词 植被层, 湍流, 大涡模拟, 亚格子模式

引言

1904 年, 普朗特提出的边界层理论对 20 世纪流体力学的发展具有划时代的意义, 它对航空, 航天工业的进步也起了促进作用。今天, 边界层理论的应用已扩展到大气和海洋动力学的领域, 本文主要研究大气边界层问题。大气与陆面的动量, 能量和物质交换(水汽, 二氧化碳)对诸多的环境问题: 如微气象, 植被层的通量, 尘埃的飞扬, 温室效应等都是至关重要的。在大气边界层的研究中, 有时将植被简化成单层下垫面, 对于研究农林牧有关的微气象问题, 显然是过于粗糙的, 而且这样做往往不能正确预测陆气界面的通量, 从而影响大气环流模式的可靠性, 因此, 对植被层湍流的研究是十分必要的。

60 年代以来, 在研究大气边界层时, 开始考虑植被层内的流动。起初的研究主要采用湍流模式理论, 从一方程, 到 $k-e$ 或 $k-\epsilon$, 到二阶矩模式。但是, 众所周知, 湍流模式理论缺少普适性, 更重要的是计算结果丢失了瞬时的信息, 不能给出流动结构, 所以无从解释因大涡结构出现而导致的逆梯度现象, 下扫和喷发和温度斜坡型特征的机理, 因而也无法改进通量计算的精度。由于计算机条件的限制, 直接数值模拟(DNS)只能限于低雷诺数的简单问题。如果不考虑边界层的粘性子层, 仅计算远离固壁处的流动, 则大涡模拟的计算量可减小为 $R_e^{0.4}$ 左右。因此, 大涡模拟成了研究湍流问题的主要手段之一。目前在大气边界层领域内, 最具有代表性的当属 Moeng C.-H.^[1,2], Shaw R.H., Schumann, U.^[3], Wyngaard, J.^[4]。他们都采用了大涡模拟方法, 但使用了独立编写的程序, 得到几乎一致的结果, 说明了计算结果的可靠性。据最近报导, 美国最先进的计算机速度已达到 5 万亿次 /s, 预计在 10 年内有可能达到千万亿次 /s, 再加上平行计算研究的深入促进计算效率提高。如果一般研究人员都能使用这一水平计算机, 大涡模拟将成为解决实际科学和工程问题的重要手段。所以, 大涡模拟是一种有前景的方法。

目前, 大涡模拟的研究尚有待改进, 主要是在亚格子模式, 壁面模型, 算法研究等方面。但是目前的一个主要困难来源是 SGS 模式^[5,6]。通常 SGS 模式可以分为三类: 涡粘模式(eddy

1999-03-22 收到。

1) 国家自然科学基金资助项目 (19832060)。

2) 谨以此文纪念郭永怀院士 90 周年诞辰。

viscosity model); 相似性模式 (similarity model); 混合模式 (mixed model). Smagorinsky 模式以各向同性湍流为基础, 是涡粘亚格子模式的典型代表, 近来在此基础上派生出许多新的模式. 动力学模式 (Germano, et al.) 从大尺度涡 (resolved-scale) 的几个尺度外插, 来得到 SGS 的应力. 这种方法用到涡粘性模式, 就得到依赖于空间和时间变化的系数 C_s . 但是动力学模式模拟反向传输现象有数值不稳定性的缺点. 结构函数模式 (Metais & Leisiur) 能够较好模拟湍流主要平均物理量如平均速度等. 但数据的比较, 发现 DNS 的结果和 LES 的计算结果 (如应力、耗散、非线性项等) 之相关系数甚小, 仅在 0.1 ~ 0.3 之间. Liu 等人^[7] 的相似模式认为 SGS 应力正比于一个分辨场的应力张量, $L_{ij} = \widehat{u_i u_j} - \widehat{\bar{u}_i} \widehat{\bar{u}_j}$, 其中帽号为一个大尺度滤波. 这种模式得到的应力和 DNS 结果的相关性很好. 同时能够自动地处理反向传输现象而没有出现数值不稳定的副作用, 但是这种模式低估了 SGS 的耗散. 混合模式试图保留二者之长处, 但是没有显著地提高性能, 而且对滤波的依赖性, 也增加了计算的复杂程度. 因此在实际中, 仅得到较少的应用. 总而言之, 亚格子模式是大涡模拟成功的关键, 一方面, 可以基于各向同性湍流有关不同尺度涡间的能量传输规律导出合理的模式, 另一方面, 可以靠低雷诺数时直接数值模拟的结果来检验, 从而使亚格子模式不断得到改进.

本文在湍动能模式 (turbulent kinetic energy model) 和结构函数模式 (structure function model) 的基础上, 发展了一个新的亚格子模式, 旨在处理既有对流, 又有强剪切的湍流流动. 文章对该模式进行了考核验证, 并应用于植被湍流的研究. 本文的安排如下: 在引言之后, 讨论植被层湍流的大涡模拟, 包括基本方程, 亚格子模式和植被模型; 然后分析数值计算的结果; 最后是结束语.

1 亚格子模式和物理模型

1.1 基本方程

我们使用 Leonard's 滤波函数

$$\bar{\mathcal{F}} = \int_D G(x - x') \mathcal{F}(x') dx' \quad (1)$$

$G(x - x')$ 即滤波函数.

经过滤波后 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ 的基本方程如下

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \overline{\bar{v} \zeta_z} - \overline{\bar{w} \zeta_y} - f \bar{v} - \frac{\partial P^*}{\partial x} - \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + F_x \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \overline{\bar{w} \zeta_x} - \overline{\bar{u} \zeta_z} - f \bar{u} - \frac{\partial P^*}{\partial y} - \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + F_y \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} = \overline{\bar{u} \zeta_y} - \overline{\bar{v} \zeta_x} - \frac{g \bar{\theta}}{\theta_0} - \frac{\partial P^*}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + F_z \quad (4)$$

g 重力加速度, ζ_i 涡度分量, i 坐标方向, τ 亚格子 (SGS) 应力, F_i 为引入植被层的影响而增加的动量源汇项. 为了简化起见, 本文认为在水平方向植被分布近似均匀, F_i 在水平方向均匀无变化, 但是在垂直方向随植被不同高度处叶面积密度的变化而变化.

连续方程可写为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

由方程 (2), (3), (4) 和 (5), 我们得到一个泊松 (Poisson) 方程求解压力场 \bar{p} .

$$\nabla^2 P^* = \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} \quad (6)$$

热量输运方程

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{\theta x}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{\theta y}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} + S \quad (7)$$

这里 $\bar{\theta}$ 为势温, $\tau_{\theta i}$ 为亚格子 (SGS) 热通量, S 为植被的热源汇项.

湍流脉动能方程

$$\frac{\partial \bar{e}'}{\partial t} = -\bar{u}_i \frac{\partial \bar{e}'}{\partial x_i} - \bar{u}'_i \bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_0} \bar{w}' \bar{\theta}' - \frac{\partial [\bar{u}'_i (\bar{e}' + p'/\rho_0)]}{\partial x_i} - \epsilon - 2 \frac{\bar{e}'}{\tau} \quad (8)$$

其中 ϵ 为湍流耗散率, τ 是一个反映植被阻力的一个物理量, 文中 1.3 节将作详细介绍.

1.2 亚格子模式

通常用来模拟对流大气边界层的亚格子模式^[1,2,8,9] 是一种梯度扩散模式, 认为涡粘性系数正比于亚格子 (SGS) 速度尺度 ($\bar{e}'^{1/2}$) 和某一个特征长度.

$$\tau_{ij} = -\nu_m \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (9)$$

$$\tau_{\theta i} = -\nu_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} \quad (10)$$

为了封闭方程 (8), 采用梯度扩散假定

$$\bar{u}'_i (\bar{e}' + p'/\rho_0) = -2\nu_m \frac{\partial \bar{e}'}{\partial x_i} \quad (11)$$

和 Kolmogorov 理论

$$\epsilon = \frac{C \bar{e}'^{3/2}}{l} \quad (12)$$

其中

$$C = 0.19 + (0.51l/\Delta s) \quad (13)$$

湍动能亚格子模式认为涡粘性系数 ν_{m1} (为了和文章后面 TSF 亚格子模式的涡粘性系数 ν_m 区别, 标记为 ν_{m1}), ν_h 分别为

$$\nu_{m1} = 0.11 \bar{e}'^{1/2} \quad (14)$$

$$\nu_h = [1 + (2l/\Delta s)] \nu_{m1} \quad (15)$$

上述亚格子模式适用于对流或弱对流的大气边界层^[1], 但是在有强剪切的地方, 其结果是不能令人满意的^[10], 如靠近植冠层顶部附近.

结构函数亚格子模式^[11,12] (structure function model) 的基本构想是试图计入湍流的局地间歇性, 和减小因为小尺度涡尚未充分发展而对涡粘性的过高估计所产生的误差. 这种亚

格子模式能够很好地处理自由剪切湍流、分离流动等等^[12]，能够较好地模拟湍流主要平均物理量如平均速度等。SF 的涡粘性系数为^[11,12]

$$\nu_{m2} = 0.105 C_k^{-3/2} \Delta \cdot F^{1/2} \quad (16)$$

这里 Δ 是亚格子尺度，一般取为常数。其中 $C_k = 1.4$, F 为滤波后速度场的局地二阶结构函数。为了简化计算，认为速度结构函数 F 为计算点速度矢量和周围六网格点速度矢量差值模的平均量。

$$F(x, \Delta) = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^3 [||\mathbf{u}(x) - \mathbf{u}(x + \Delta x_i \mathbf{e}_i)||^2 + (||\mathbf{u}(x) - \mathbf{u}(x - \Delta x_i \mathbf{e}_i)||^2)] \quad (17)$$

本文发展了一个 TSF (Transient Structure Function) 亚格子模式，也可以说是上述两种模式的混合模式，试图舍弃两种亚格子模式的缺点，保留二者优点，尽可能真实地处理植被湍流这种既有剪切，又有热对流的流动。具体的实施方法是：认为 TSF 亚格子模式的涡粘性系数为湍动能亚格子模式涡粘性系数和 SF 亚格子模式涡粘性系数的线性组合。

$$\nu_m = \beta \cdot \nu_{m1} + (1 - \beta) \cdot \nu_{m2} \quad (18)$$

其中 β 为待给定非负系数 ≤ 1.0 ，该系数要求反映平均风剪切的强弱，例如在接近植被冠层顶部区域， β 取小值，远离植被冠层顶部趋近于 1.0。

1.3 植被模型

森林植被包括枝干和树叶，对大气流动的空气动力学影响是十分复杂的。要想细致地数值模拟树木的空气动力学和热力学行为是不可能的。本文把植被简化为水平方向均匀单一的动量和热量源汇，但是在垂直方向有疏密的变化，主要反映在叶面积指数 (LAI) 是高度的函数。反映在滤波后的控制方程中，增加一项反映植被影响的源汇项

$$F_i = C_d a V \bar{u}_i = -\bar{u}_i / \tau \quad (19)$$

其中 C_d 为各向同性阻力系数（参考文献 [3]，取为 0.15）， a 为叶面积密度（单位体积的树叶单面面积 m^{-1} ）， V 为风速的模量。

对于热量的输入采用在植被内沿植被高度分布的热量源，这里我们不准备去解一个植被冠层的热量平衡方程^[13,14]。方程 (7) 中的热量源汇项 S 取为垂直方向辐射通量 $Q(z)$ 的导数

$$Q(z) = Q(h) \exp(-\alpha F), \quad F(z) = \int_z^h a dz \quad (20)$$

其中， $F(z)$ 为高度 z 以上植被叶面积总和， $Q(h)$ 为植被顶部的向下辐射通量，该通量从上往下为指数衰减，衰减系数 $\alpha = 0.6^{[9]}$ 。

1.4 边界条件

每个网格在三个方向的尺寸相当于 2 m 的大小，植被层占了最低处的 10 个网格，可以模拟 20 m 高的森林。水平方向采用周期性边界条件，在上边界采用滑移边界条件，下边界采用无滑移边界条件，地表面应力的计算基于相似理论的处理。

2 计算结果分析

本文计算了一个大气边界层 (ABL) 近地层三维区域 $192\text{ m} \times 192\text{ m} \times 64\text{ m}$, 网格划分 $96 \times 96 \times 32$, 植被层占计算区域垂直方向的最下边 10 个网格, 植被高度为 20m. 计算时间步长 0.1s, 总的积分步为 6400 步, 积分时间为 640s. 对于 20m 高森林, 平均风速 $U = 2\text{ m/s}$, 相当于计算模拟了 10 min 的植被湍流运动. 采用 SGI Origin 2000 超级并行计算机需要 CPU 时间 11 h. 本文主要计算了两个算例 LES_C1 和 LES_C2. LES_C1 为弱对流 (Monin-Obukhov 长度 $L = -700\text{ m}$), 包括植被叶面积指数 $LAI = 5$ 和 2 两种情况. LES_C2 为对流 (Monin-Obukhov 长度 $L = -40\text{ m}$), 植被叶面积指数 $LAI = 5$.

图 1 给出了叶面积密度 (m^{-1}) 的垂直方向分布, 其中叶面积指数 (LAI) 分别为 5 和 2. 叶面积指数是反映不同的植被冠层树叶疏密程度的一个量度.

图 2 给出了平均风速剖面 (LES_C1), 并且和 Gao W. 等人^[15] 实测结果和 Shaw & Schumann^[3] 的计算结果作了比较. Gao W. 等人 (1989) 的实验测试是在 Borden, Canada 森林 (主要为白杨、枫树, 八月, $LAI = 1.9$, 弱对流) 进行的. LES 的速度剖面在植被层上方为近似对数剖面, 而在植被层内部表现为一种指数律衰减剖面. 在紧靠植被冠层上方反映出一种很强的剪切. 风速剖面在植被层内部出现有逆梯度现象, 而森林的稠密度则加剧了这种逆梯度程度. 在叶面积指数小于 2 的情况下, 不管是观测结果还是 LES 计算结果, 都没有看到明显的逆梯度现象. 几乎贯穿整个植被层的重复性的大涡下扫认为是导致植被湍流逆梯度的一个主要的原因.

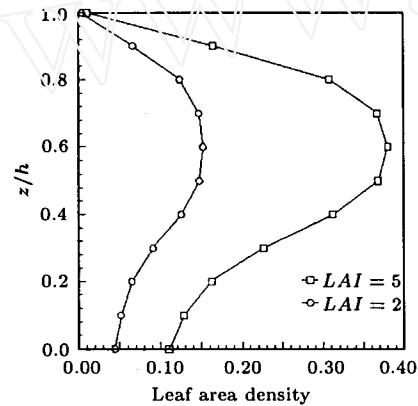


图 1 叶面积密度 (m^{-1}) 的垂直方向分布,
其中叶面积指数 (LAI) 分别为 5 和 2

Fig.1 Vertical distribution of leaf area density

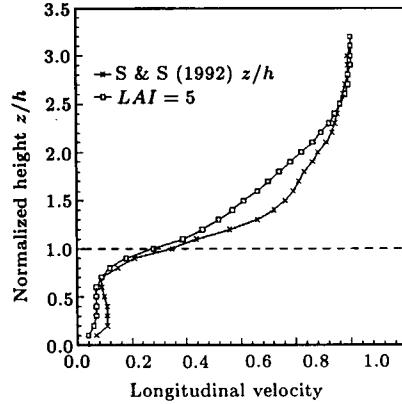


图 2 叶面积指数 $LAI = 5$, 弱对流 ($L = -700\text{ m}$),
LES_C1. 水平平均的流向速度的垂直方向剖面分布
(平均速度由上边界流向速度无量纲化), 并且与
Shaw R. H., Schumann, U. (1992) 的结果作了比较

Fig.2 Verticle profile of horizontal averaged streamwise velocity normalized by the streamwise velocity at upper boundary, $LAI = 5$

图 3 是水平平均的雷诺应力的垂直方向剖面分布 (由植被层顶部雷诺应力无量纲化), 并且与 Shaw R.H. 等人 (1988) 在稠密森林 ($LAI = 5$) 的实测结果作了比较, 图中小空心方块指亚格子尺度的分量. 其中叶面积指数 $LAI = 5$, 弱对流 (Monin-Obukhov 长度 $L = -700\text{ m}$). 同时, 反映出 SGS 分量仅占极少的一部分 (在植被层顶部小于 10%). 雷诺应力在植被层中很快地衰减. 计算结果和实测值存在一些差别, 可能是模拟计算中对植被层垂直方向结构的简化不能

完全反映实际情况。另外，实际观测中在植被上方 60 m 高（若大气边界层的厚度为 1 km）雷诺应力的衰减小于 10%。但是在计算中出现了近似线性的衰减。我们认为，导致这种差别的主要原因是上边界的简化边界条件即滑移条件引起。

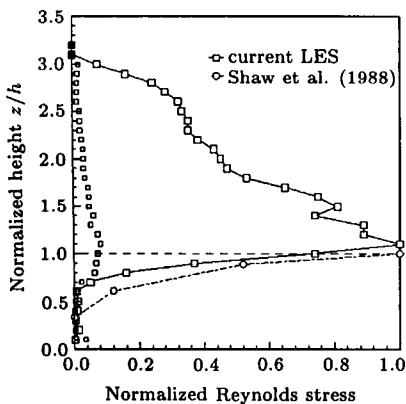


图 3 叶面积指数 $LAI = 5$, 弱对流 ($L = -700 \text{ m}$), LES.C1. 水平平均的雷诺应力的垂直方向剖面分布 (由植被层顶部雷诺应力无量纲化), 并且与 Shaw R.H. 等人 (1988) 在稠密森林 ($LAI = 5$) 的实测结果作了比较. 其中图中小空心方块指亚格子尺度的分量
Fig.3 Verticle profiles of horizontally averaged Reynolds stress, $LAI = 5$

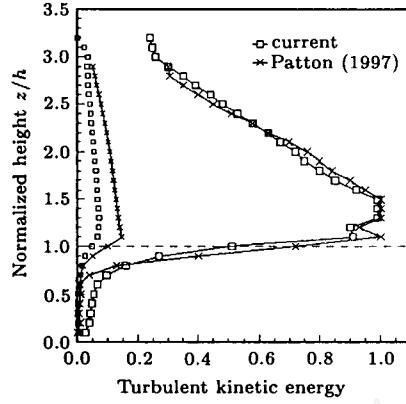


图 4 总湍流脉动能 (大尺度和亚格子尺度之和) 的无量纲值 (由植被顶部总湍流脉动能无量纲化), 其中叶面积指数 $LAI = 5$, 弱对流 ($L = -700 \text{ m}$), LES.C1. 并且和 Patton(1997) 的 LES 结果作了比较
Fig.4 Verticle profiles of the turbulent kinetic energy, $LAI = 5$

图 4 为总湍流脉动能 (大尺度和亚格子尺度之和) 的无量纲值 (由植被顶部总湍流脉动能无量纲化) 随高度的变化, 并且和 Patton (1997)^[9] 的 LES 结果作了比较. 其中叶面积指数 $LAI = 5$, 弱对流 (Monin-Obukhov 长度 $L = -700 \text{ m}$). 图中小空心方块指亚格子尺度的湍流脉动能分量, 仅占总湍流脉动能的很小部分的分量 (约占 5%). 图中斜十字符号为 Patton (1997)^[9] 采用湍动能亚格子模式^[1,8] 的计算结果, 其中小的斜十字符号为亚格子尺度的湍流脉动能分量, 约占总湍流脉动能的 15%. 最大值出现在植被冠层顶部附近, 而在森林内部很快衰减. 这样的结果和一些观测结果^[16]是一致的. 在植被层以上, 总湍流脉动能在一个约 1/2 植被层高度的范围内, 基本保持一个不变的值, 和一些观测结果^[16,17]是一致的. Schumann^[3] 模式计算的湍流脉动能剖面没有类似的不变值的平台出现, 而是很快地由植被顶部向上边界呈线性减小. 通过比较, 说明 TSF 亚格子模式在处理植被湍流时在一些方面比原有的模式有所改进, 有的方面甚至有较大的提高. 但是在接近计算域上边界时总湍流脉动能衰减到最大值的 1/3, 而观测结果^[16,17]表明, 在这样一个范围内, 湍流脉动能几乎是一个随高度不变的数. 主要是上边界人为假定的边界条件导致了这一误差. 然而, 植被上方一个约 1/2 植被层高度的湍动能不变值平台的出现, 使我们有理由相信, 在计算网格大小不变的情况下, 拓宽计算域的上边界, 有可能使这个平台加宽, 这仅仅需要增加计算机的计算量.

图 5 绘出较强对流 ($L = -40 \text{ m}$)、不同时刻垂直剖面的二维脉动速度场和温度场. 这里, 时间积分步长为 0.1 s, 最大速度矢量为 1.8 m/s. 通过对结果的仔细分析, 发现有组织结构温度斜坡型出现. 温度场由冷和暖区域组成, 在这两个区域之间发现有一个非常狭窄 (3~6 m, 即 15% ~ 30% 植被层高度) 向右倾斜的锋面, 倾斜在植被顶部附近表现最为明显. 在 15 m 高度处的锋面落后于植被顶部 (20 m) 锋面约 10 m 距离, 在时间上约落后 10 s. 锋面内部温度变化剧

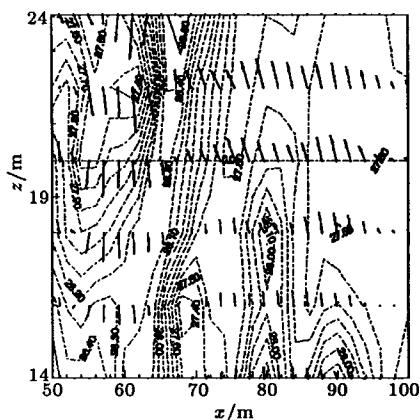


图 5 典型温度斜坡型结构
Fig.5 Typical ramp of temperature

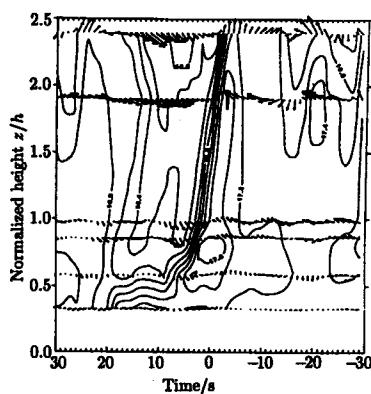


图 6 Gao 等人^[15]在对流情况下观测到的温度和脉动速度矢量场垂直剖面的斜坡型结构
Fig.6 Vertical cross-section of temperature and velocity fields from field observations by Gao et al.

烈，在锋面的两侧温度变化超过 1.0°C . 在植被层内部靠近植被顶部，从脉动速度矢量场发现，锋面到达之前，有一个相对较弱的向上运动，在空间占住较大的范围。锋面过后，立即有一个较强的、空间范围较小的向下运动。这种以一种相对较弱的向上喷发 (ejection) 为先导，然后跟随一个强烈的向下扫掠 (sweep)，伴随温度标量场在喷发和扫掠之间的大幅度变化，称之为温度斜坡型。Gao 等人^[15]已经在试验观测中发现这种有组织的结构，并作了仔细而全面的描述。这种结构主要明显地出现于植被的中部和上部。喷发从植被中向植被外部输运较温暖的空气，而扫掠把外部冷空气带入植被。扫掠和喷发在各个不同的高度上几乎同步运动，或者说同一时刻脉动速度矢量在不同高度上几乎保持同样的方向。Gao 等人^[15]观测试验发现在较强对流 ABL 中有同样的特性。温度斜坡型其实质是由 ABL 湍流的大涡运动所产生的一种现象，初步认为这种结构主要是由风的强剪切所引起^[15]，有待于详细分析其发生的物理机制。本算例中，这种大涡的生命周期约为 100 s. 图 6 是 Gao 等人^[15]在植被湍流中观测到的一个典型的温度斜坡型结构，LES 的计算结果图 5 与之比较，极为相似。

通过对弱对流情况计算结果的仔细分析，没有发现有所谓的温度斜坡型现象 (temperature ramps). 相反，却发现有较为强烈的喷发现象 (ejection)，这种喷发几乎贯穿深度为 2 个植被高度左右。Gao 等人的观测试验^[15]指出，在近中性稳定条件下 ($L = -1063 \text{ m}$)，温度场梯度太小，没有斜坡型结构出现。特别是在稳定条件下 ($L = 18 \text{ m}$)，发现有所谓的反温度斜坡型结构。这种斜坡型结构以一个温度的缓慢下降为先导，跟随一个强烈的温度上升。

3 结束语

本文研究了植被层湍流的大涡模拟。我们提出了一个新的 TSF 亚格子模式，它是湍流动能模式和结构函数模式的结合，保留了两者的优点，避免其缺点。并应用于植被层湍流的模拟。

我们用大涡模拟建立了植被湍流数据库，由瞬时量不仅可以分析植被层湍流的统计特性，如：平均风速，雷诺应力，湍能等，而且可以描述湍流流场的空间结构。通过同观测的比较，说明它比原有的模式有较强的模拟能力。以上结果表明这个改进的亚格子模式可以较真实地描

述植被层既有热对流又有风剪切的复杂湍流流动，尤其是发现了与观测一致的逆梯度现象和温度斜坡型结构（喷发与下扫）。

致谢 本项研究得到国家科技部攀登计划，科学院基础局，LASG 和 LNM 实验室的资助，特此致谢。

参 考 文 献

- 1 Moeng C-H. A large eddy simulation model for the study of planetary boundary layer turbulence. *J Atmos Sci*, 1984, 41(13): 2052~2062
- 2 Lin Ching-Long, et al. Coherent structures and dynamics in a neutrally stratified planetary boundary layer flow. *Phys Fluid*, 1996, 8(10): 2626~2639
- 3 Shaw RH, Schumann U. Large eddy simulation of turbulent flow above and within a forest. *Bound Layer Meteo*, 1992, 61: 47~64
- 4 Wyngaard J, Moeng C-H. Large eddy simulation in geophysical turbulence parameterization: An Overview, Large Eddy Simulation of Complex Engineering and Geophysical Flows. Galperin B, Orszag SA eds. 1993, 349~366
- 5 Fureby C, et al. A comparative study of subgrid scale models in homogeneous isotropic turbulence. *Phys Fluid*, 1997, 9(5): 1416~1429
- 6 Sullivan PP, McWilliams JC, Moeng CH. A subgrid-scale model for large-eddy simulation of planetary boundary-layer flows. *Bound Layer Meteo*, 1994, 71: 247~276
- 7 Liu S, Meneveau C, Katz J. On the properties of similarity subgrid-scale model as deduced from measurements in a turbulent jet. *J Fluid Mech*, 1994, 275(83)
- 8 Deardorff JW. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Bound Layer Meteor*, 1974, 1: 81~106
- 9 Patton EG. Large eddy simulation of turbulent flow above and within a plant canopy. Doctoral Dissertation of the Univ of California, Davis, 1997
- 10 蔡旭晖, 陈家宜. 一个对流边界层大涡模式的建立与调试. 大气科学, 1995, 19(4): 415~421 (Cai XH, Chen JY. Establish and debug of a LES model of convective ABL. *Atmospheric Sciences*, 1995, 19(4): 415~421 (in Chinese))
- 11 Metais O, Lesieur M. Spectral large-eddy simulations of isotropic and stably-stratified turbulence. *J Fluid Mech*, 1992, 239: 157~194
- 12 Lesieur M, Metais O. New trends in large-eddy simulations of turbulence. *Annu Rev Fluid Mech*, 1996, 28: 45~82
- 13 Xie ZT, Li JC, et al. A model of the land atmosphere interaction with canopy influence. 7th ACFM, Dec.8~12, Madras, India, 1997
- 14 谢正桐, 李家春, 姚德良. 考虑植被影响的陆气耦合模式. 力学学报, 1998 (3) (Xie ZT, Li JC, Yao DL. A coupling model of land-atmosphere interaction with canopy influences. *Acta Mechanica Sinica*, 1998, 30(3): 267~276 (in Chinese))
- 15 Gao W, et al. Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy. *Bound Layer Meteo*, 1989, 47: 349~377
- 16 Baldocchi DD, Meyers TP. Turbulence structure in a deciduous forest. *Boundary Layer Meteorology*, 1988, 43: 345~364
- 17 Shaw RH, den Hartog G, Neumann HH. Influence of foliar density and thermal stability on profiles of Reynolds stress and turbulence intensity in a deciduous forest. *Bound Layer Meteo*, 1988, 45: 391~409

LARGE-EDDY SIMULATION FOR CANOPY TURBULENT FLOW

Li Jiachun Xie Zhengtong

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract The boundary layer theory proposed by L. Prandtl in 1904 has played a tremendously important role for aeronautical and aerospace engineering during the last 100 years or so. Nowadays it has found wide applications both in industry and geophysical flows. The present paper mainly address to the turbulence in Atmospheric boundary layer (ABL) or its surface layer, which is closely related to climate and ecological environment prediction. We have reviewed on its principal numerical approaches: Reynolds average N-S equation method (RANS), large eddy simulation (LES) and direct numerical simulation (DNS) and indicated that LES has become a potential approach for practical engineering applications in the near future as more powerful supercomputers are accessible to ordinary researchers. However, a most crucial task for the success of LES is to work out an appropriate subgrid scale model reflecting real physics implied in it and exhibiting correlation with DNS a priori test. As an example, we have investigated the turbulence within and over forest canopy in the current paper. Considering the characteristics of flows, we have proposed a new subgrid scale model, which is the combination of Deardorf model and structure function model. This new model is capable of dealing with both strong shear and buoyancy appropriately. At the same time, distributed momentum and energy source (or sink), the strength of which is dependent upon leaf area index (LAI), models the vegetation layer reasonably. By case study, we have established the database for a few typical flows including strong and moderate convective ABL and analyzed their statistical features such as mean velocity, Reynolds stress, turbulence energy etc. The results are proved in good agreement with observations. The model is also justified by evaluating subgrid scale vortex energy within 5% of total energy. So do the contributions of respective Reynolds stress components. The results also reveal the observed phenomena such as adverse gradient transport and organized pattern of temperature ramp in strongly convective ABL, the mechanism of which can been attributed to the emergence of coherent structure in turbulent flows.

Key words canopy, turbulence, large eddy simulation, subgrid scale model

Received 22 March 1999.

- 1) The Project supported by the Natural Science Foundation of China (19832060).
- 2) In memory of academician Kuo Yonghai's 90 anniversary.