

对流边界层大涡模式的改进 及对夹卷速度的研究*

苗世光¹⁾ 蒋维楣¹⁾ 李 昕²⁾ 刘 衡¹⁾

1) (南京大学大气科学系, 南京 210093)

2) (中国科学院大气物理研究所大气边界层物理与大气化学国家重点实验室, 北京 100029)

p43 A

摘 要 对已建的对流边界层(CBL)大涡模式进行了改进, 将次网格闭合方案改为次网格能量闭合, 并考虑了水汽的源汇项和水汽相变潜热的作用。通过对均匀下垫面上由热扰动发展的对流边界层的模拟及与实验结果比较表明, 模式较好地模拟了对流边界层的主要物理结构, 较好地反映了各物理量之间的对应关系。本文在一定的对流理查森数(Ri^*)范围内给出了一些算例, 对无量纲夹卷速度(W_e/W_s)进行了研究。结果表明, 无量纲夹卷速度随地表热通量(Q_s)的增大而增大, 随对流边界层上部温度递减率(γ)的增大而减小。当 $9.06 \leq Ri^* \leq 45.29$ 时, 无量纲夹卷速度 W_e/W_s 可以拟合成 $A(Ri^*)^{-1}$ 的形式, 其中 $A=0.226$ 。并且与我们的对流槽实验结果, Sullivan 等人的大涡模拟结果以及 Deardorff 等人的对流槽实验结果作了比较, 四者吻合较好。

关键词: 对流边界层; 大涡模拟; 夹卷速度; 理查森数

1 引言

对流边界层是白天大气边界层的主要存在形式, 以它强烈的扩散、输送作用以及独特显著的大涡结构引起人们的普遍关注。大涡模拟是研究对流边界层的有效手段之一。自 1972 年 Deardorff 首次把大涡模拟用于对流边界层的模拟以来^[1], 以其明显的优越性而得到广泛的发展和应用。次网格闭合是大涡模拟技术处理中的一个重要环节。一阶闭合较简单明了, 但并不非常完善。而能量闭合引入次网格湍流能量方程, 在有关次网格能量和次网格扩散系数的闭合上有很大改善^[2]。

对流边界层向整个大气层的热量、水汽及污染物等的传送和稀释是通过夹卷作用完成的, 夹卷速度在这一过程中是一个至关重要的参量。在大部分对流边界层模式中, 夹卷参数化都是十分重要的, 但通常尚不太完善^[3]。大涡模拟在夹卷层结构的研究上有其独特的优越性^[4]。

本文在吴润、蒋维楣建立的对流边界层大涡模式的基础上^[5], 将原来的次网格一阶闭合改为次网格能量闭合, 并考虑了水汽的源汇项和水汽相变潜热的作用, 进行了数值计算和结果分析, 并与我们的对流槽实验结果作了比较。然后用改进后的大涡模式研究了无量纲夹卷速度与地表热通量、对流边界层上部温度递减率的关系, 拟合出了无量纲

1999-09-20 收到, 1999-11-20 收到修改稿

* 国家自然科学基金资助项目 49775257 和中国科学院重大项目 KZ 952-S1-405 共同资助

夹卷速度与对流理查森数的函数关系, 并与实验结果及前人的大涡模拟结果作了比较。

2 模式的基本框架

本模式考虑了均匀平坦下垫面上地面加热发展起来的对流边界层, 模式中包含水汽, 并考虑相变潜热的影响, 给定了地表热通量和水汽通量值。模式考虑的模拟域为 $6.2 \text{ km} \times 6.2 \text{ km}$, 高度为 1950 m , 水平方向网格点数为 $32 \text{ km} \times 32 \text{ km}$, 格距为 200 m , 垂直网格 40 层, 格距 50 m , 所以未引入地转风的影响。

本文在原有模式^[5]的基础上, 将原模式方程组中的位温和水汽方程改为

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\bar{U} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial X} - \bar{V} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Y} - \bar{W} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} - \frac{\partial \tau_{\theta X}}{\partial X} - \frac{\partial \tau_{\theta Y}}{\partial Y} - \frac{\partial \tau_{\theta Z}}{\partial Z} + \frac{L}{c_p} C, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\bar{U} \frac{\partial \bar{q}}{\partial X} - \bar{V} \frac{\partial \bar{q}}{\partial Y} - \bar{W} \frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} - \frac{\partial \tau_{qX}}{\partial X} - \frac{\partial \tau_{qY}}{\partial Y} - \frac{\partial \tau_{qZ}}{\partial Z} - C, \quad (2)$$

其余方程不变。其中, q 为比湿, 模式忽略了分子扩散项、地转风项、科里奥利力项及辐射加热项。水汽的源汇项由下式求得:

$$C = -\delta \left[\frac{w}{p} q_s T \left(\frac{-gRL - c_p R_v T}{c_p R_v T^2 + L^2 q_s} \right) \right], \quad (3)$$

式中, C 为单位质量空气的凝结率; 当

$$\begin{cases} q \geq q_s & \text{且 } w > 0 \text{ 时,} & \delta = 1 \\ q < q_s & \text{或 } w \leq 0 \text{ 时,} & \delta = 0 \end{cases}$$

其中 δ 为一表征凝结是否发生的常数, q_s 为饱和比湿 (单位: kg/kg), R 为干空气的气体常数, R_v 为水汽的气体常数, L 为凝结潜热 (单位: J/kg)。

次网格闭合采用 Moeng 提出的次网格能量闭合方案^[2], 即引入一个新的次网格湍流能量方程。在这种方法中仍假设了应力的梯度扩散形式, 与一阶闭合不同的是次网格应力扩散系数为

$$K_m = C_2 \lambda_2 e^{1/2}, \quad (4)$$

式中, C_2 为一系数, λ_2 为次网格湍流长度尺度, e 为次网格湍流动能。

$$e = \frac{1}{2} (\bar{U}^2 + \bar{V}^2 + \bar{W}^2), \quad (5)$$

$$\lambda_2 = \min \left[\Delta, 0.76^{1/2} \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right)^{-1/2} \right], \quad (6)$$

其中 \min 表示取较小值。次网格湍能方程为

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\bar{U}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial X_j} - \overline{U'_i u'_i} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} + \frac{\overline{W' \theta'}}{\theta_0} g - \frac{\partial [\overline{U'_i (e + P' / \rho_0)}]}{\partial X_i} - \varepsilon, \quad (7)$$

式中最后两项可以表示为

$$\overline{U'_i \left(e + \frac{P'}{\rho_0} \right)} = -2K_m \frac{\partial e}{\partial X_i}, \quad (8)$$

$$\varepsilon = \frac{Ce^{3/2}}{\lambda_2}, \quad (9)$$

其中, $C = 0.19 + 0.51 \frac{\lambda_2}{\Delta}$, Δ 为特征网格距。次网格热量扩散系数 K_h 取如下形式:

$$K_h = \left[1 + 2 \frac{\lambda S}{\Delta} \right] K_m, \quad (10)$$

水汽扩散系数形式与 K_h 相同。

模式初始状态取法作了如下修改: (1) 位温在 800 m 以下取等位温 300 K, 800 m 以上到模式顶处取逆位温, 增温率取为 0.006 K/m; (2) 地表热通量取为 0.1 K m/s。

3 模拟结果及分析

模式在模拟过程中所有输出结果都是待积分达到准定常态时得出的, 准定常态的判断则以积分时间大于 6 倍以上对流边界层时间尺度为准^[6], 即

$$T_* = \frac{z_i}{W_*}, \quad (11)$$

$$W_* = \left(\frac{gz_i Q_s}{\theta_0} \right)^{1/3}, \quad (12)$$

$$T > 6T_*, \quad (13)$$

其中 z_i 为对流边界层高度, θ_0 为背景位温, 取为 300 K。当 Q_s 取 0.1 K m/s 时模式积分 90 min, 此时对应的 z_i 为 1000 m, T_* 为 11.2 min, 所以积分 90 min 满足准定常态条件。用改进后的大涡模式对边界层风、温、湿、分布和湍流特征结构作了模拟和分析如下。

3.1 边界层温度分布与对流边界层发展的模拟分析

图 1 是模式积分 90 min 后的水平平均位温廓线, 图中表现出典型的对流边界层位温分布规律。在接近地面 50 m 以下, 为一超绝热层; 在近地面处, 位温随高度急剧减小;

在混合层内 150~900 m 的范围内为近似等位温状态。仔细观察, 仍可注意到在混合层中下部, 即大约 400 m 以下层有弱的位温递减。在 600 m 高度以上层有弱的位温递增。在 1000 m 高度上有明显的位温跳跃层, 我们定此高度为对流边界层顶。图中折

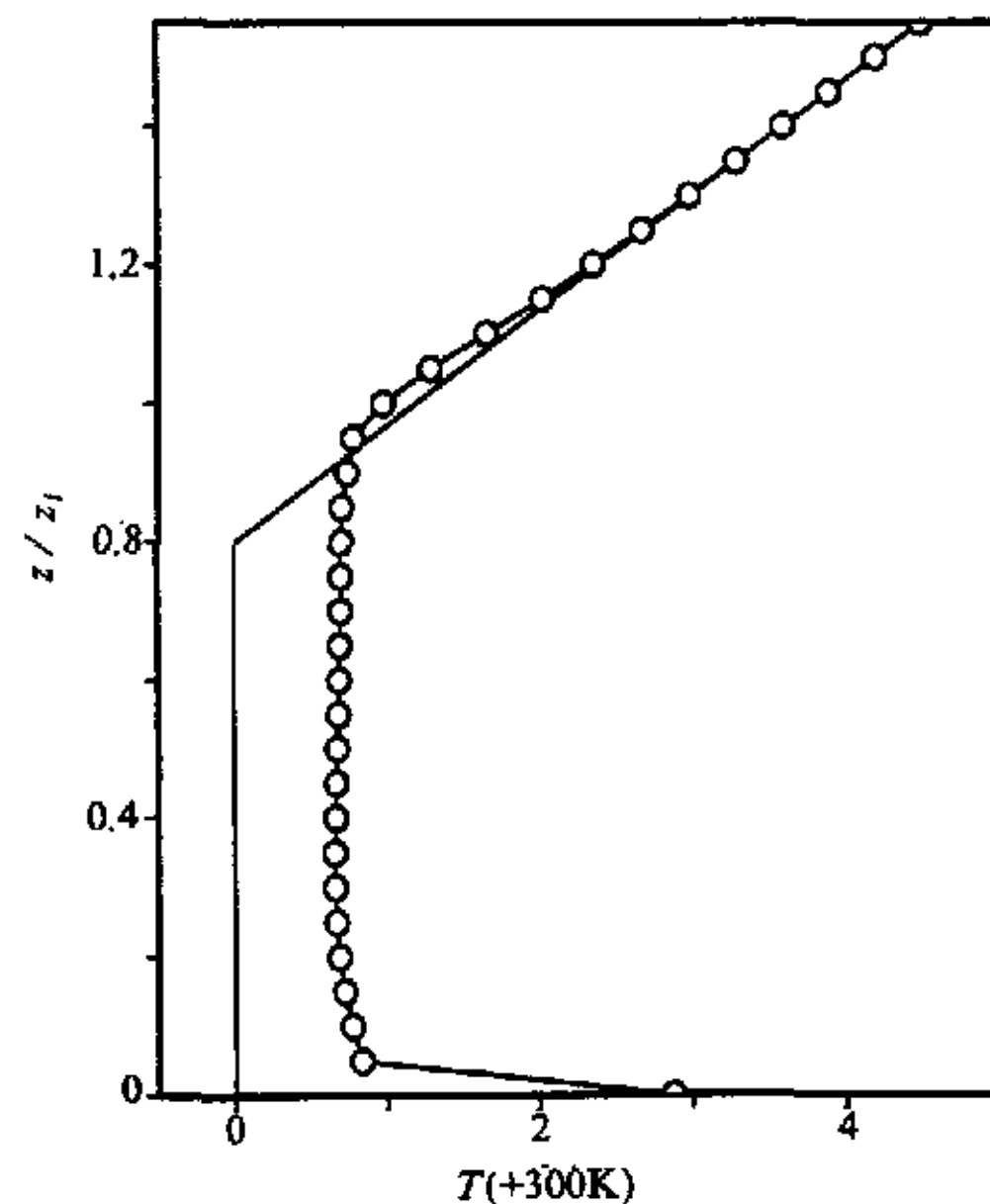


图 1 水平平均位温廓线
实线为初始位温廓线,
圆圈为模式积分 90 min 后的位温廓线

线为初始位温廓线, 可以看出模式在积分 90 min 之后, 整个边界层的温度大约增高 0.7 K, 上层混合层顶盖的高度增加近 200 m.

3.2 对流边界层风、温、湿分布特征

图 2a、b、c、d 为模式积分 90 min 后 $Y = 16\Delta Y$ 处截面上的风场、比湿场和温度场等值线图, 其中风速分量皆为相对于水平平均的偏差量。图 3 为模式积分 120 min 后同一 XZ 截面上的位温分布。从图 2 和图 3 中可见明显的大涡结构及相对应的位温场的状况, 此时边界层的平均高度为 1 km。从 w 的垂直剖面图中可以看出在水平 6.2 km 的

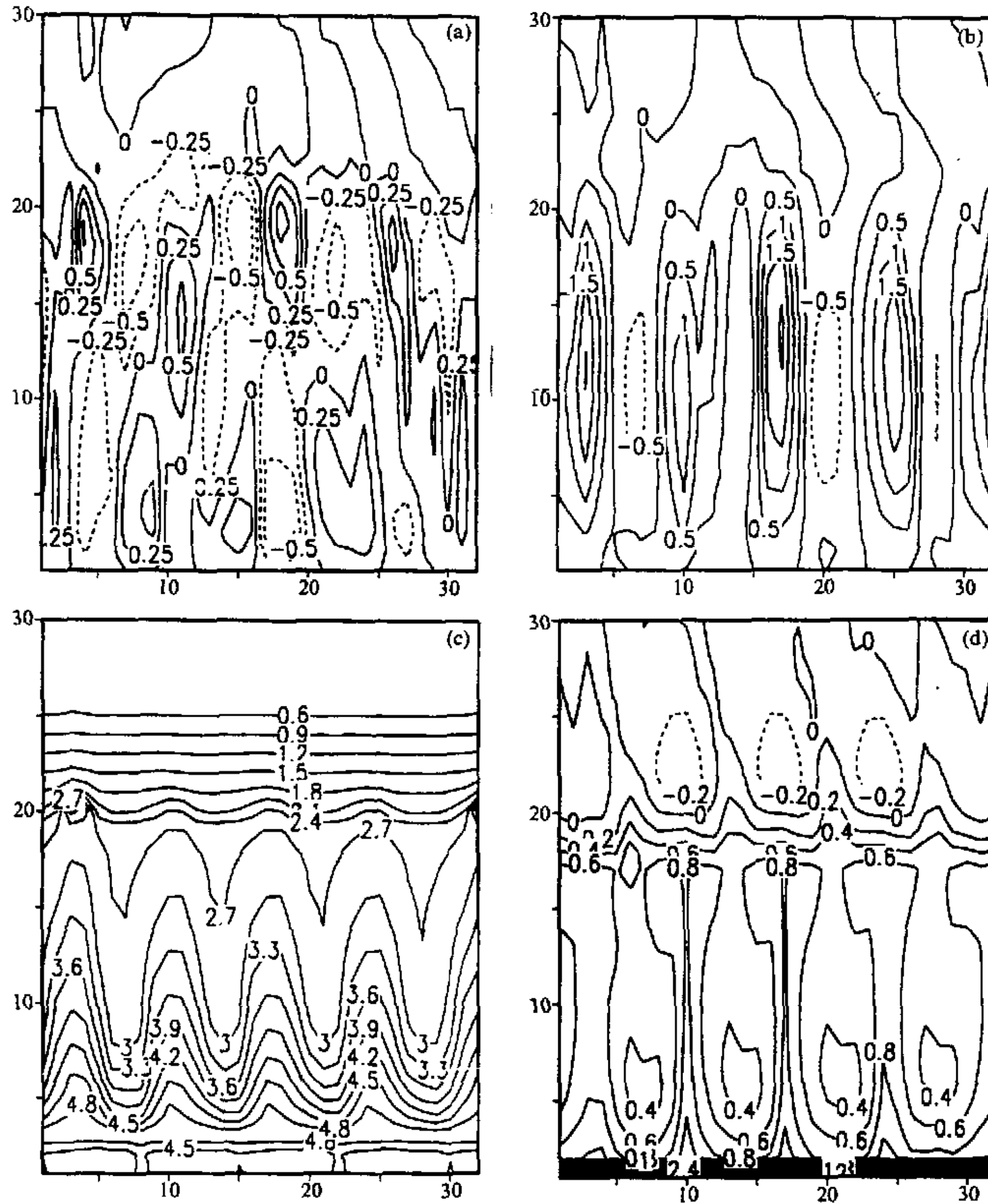


图 2 垂直截面上的物理量分布 (坐标均为网格点数)

(a) 水平速度 u , 单位: m/s ; (b) 垂直速度 w , 单位: m/s ; (c) 比湿 q , 单位: g/kg ;

(d) 模式积分 90 min 后的扰动位温, 单位: K

范围内大致均匀地分布有 4 个对流热泡。在垂直方向上热泡可以贯穿整个对流边界层, 个别的可进入上层的逆温层中。

水平速度 u 的 XZ 剖面图同样表现出较为明显的大涡结构, 其分布与垂直速度 w 的分布有较清晰的对应关系。从图 2a、b 可以看出, 上升区的下部对应辐合区, 上部对应辐散区; 下沉区与之相反, 上部对应辐合区, 下部对应辐散区。从水平速度场可以看出, 水平风速较小, 而且分布均匀。在近地面和边界层顶附近出现风速极大值, 这表明垂直对流运动动能在受到地表和上层逆温盖的强迫后, 有很大一部分转变成了水平运动动能。

与速度场的分布相比, 位温场与之大致对应, 在上升区相应的温度较高。另外, 从图 2d 中可以看出瞬对流边界层顶盖的波动情况, 波动的范围可达 200 m, 大约为边界层高度的 20%, 该层即夹卷层。我们还可以注意到在大约 $1.2z_i$ 高度以下, 位温扰动为正, 是上部逆温层的热空气卷入的结果; 而 $1.2z_i$ 高度以上, 位温扰动为一负值, 这是由于混合层内热泡冲入逆温层, 带入相对较冷的空气造成的。从图 2d 和图 3 可以看出, 随着混合层的不断发展, 逆温层与混合层交界处的扰动随之加剧, 在后一时刻逆温层扰动的范围延伸至 $1.4z_i$ 的高度上, 且负值的极大值达 0.6 K。

由湿度分布的模拟结果可见, 与速度场相对应, 气流下沉区对应的是干舌, 上升区则对应湿舌。这是与位温场不同的现象。分析认为, 这是由于水汽源来自于地面, 边界层以上的水汽很快减少至零的缘故。因此, 下部上升区空气比上部逆温层空气的比湿大。而热量来自于地面和边界层顶的逆温层中。这与 Deardorff 的结果是相吻合的^[7]。

同时, 从图 2d 中可以注意到位温在混合层顶附近的扰动范围比较大, 比吴润和蒋维楣的模拟结果高出近 100 m 左右^[5], 我们认为是由于在计算比湿时考虑了蒸发, 潜热反馈机制的结果。部分水汽在强上升区凝结, 吸收热量, 使得夹卷层内位温负的极大值出现在夹卷层顶附近的高度上。而且, 从比湿的图中可以看出, 水汽在混合层顶附近梯度最大, 我们认为这也与水汽凝结有关。

图 4a、b、c 分别为 200 m、500 m、1 000 m 三个高度处水平面上的垂直速度分布图。从图中可以看出, 垂直速度等值线分布呈明显的蜂窝状结构。这种结构在近地面层也很明显。由以上垂直剖面图可以看出, 垂直速度在混合层中部 ($0.5z_i$) 达到最大。在 XZ 剖面图上, 也不难看到这一点。根据前人经验的结论, 认为在对流边界层的水平截面上, 上升区与下沉区所占面积比为 4:6。在本文的计算中, 在混合层中部, 上升区与下沉区的面积比为 4:6 左右。在近地层和近逆温层处, 上升区与下沉区的面积比约为 3.5:6.5。这点从 XZ 截面图中也不难注意到, 垂直上升的大涡在混合层中部水平方向的

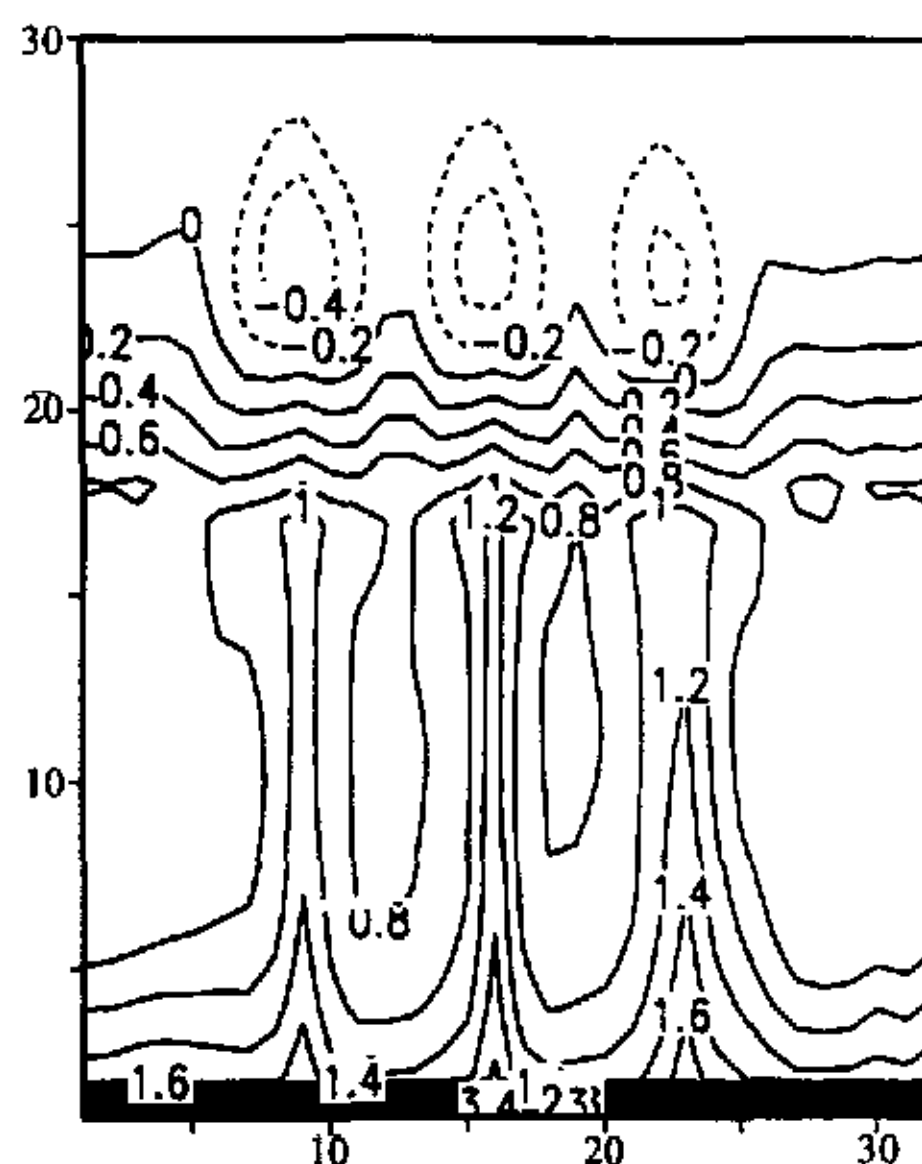


图 3 模式积分 120 min 后的扰动位温, 单位: K

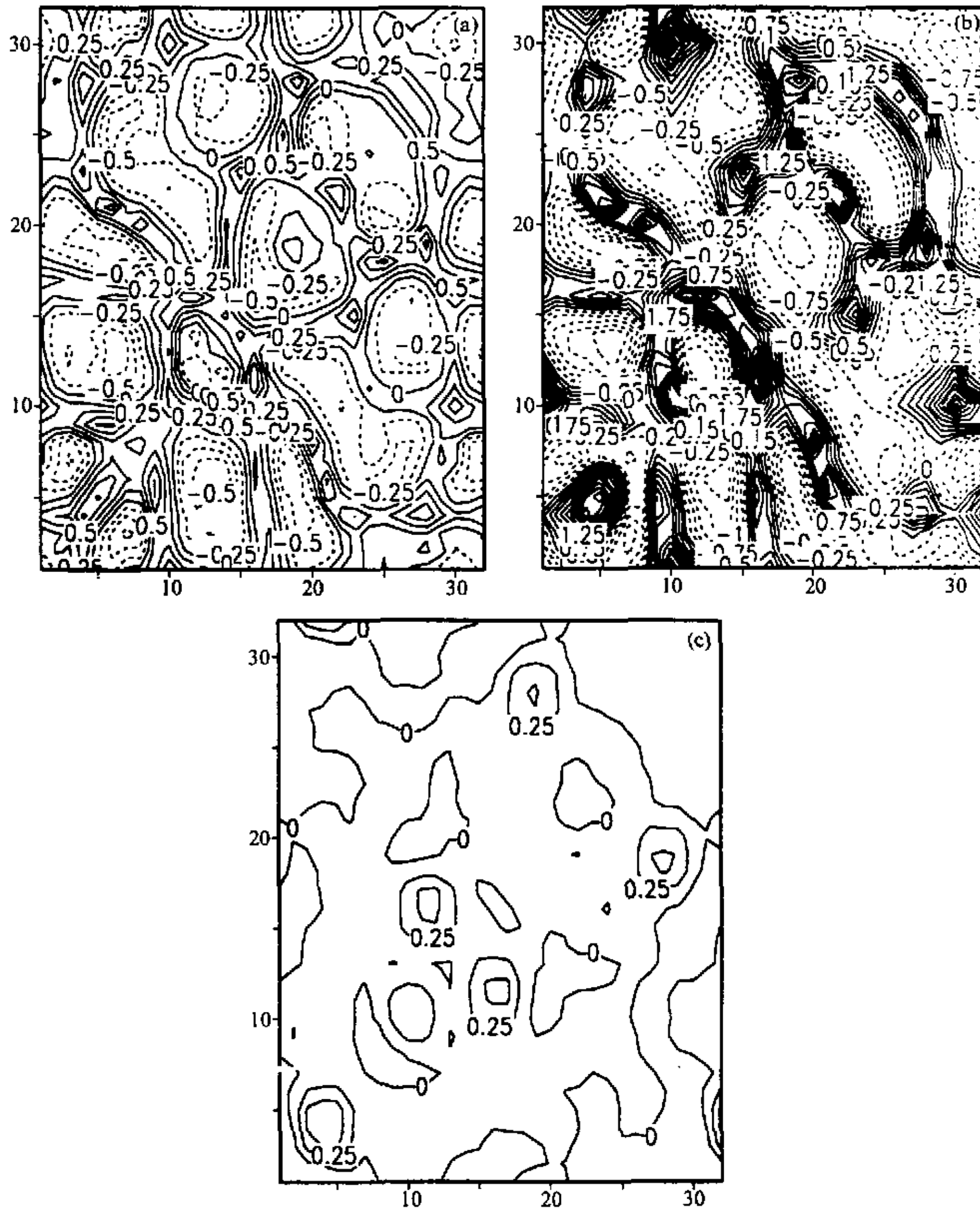


图4 不同高度上的垂直速度分布(单位: m/s , 坐标均为网格点数)
(a) 200 m; (b) 500 m; (c) 1000 m

尺度达到最大。这是因为在中部附近对流已经发展成为较强的热泡。较热的空气在中层充分融合起来, 并成为热泡上升的驱动力。在近地层附近, 下沉运动在这里受阻并形成对应于下沉中心的辐射状水平速度场。受这种辐射状流动的压迫, 下层的上升运动区被挤压成狭长的条带状。如图 4c 所示, 在边界层上部, 由于逆温顶盖的作用, 只有很少最强的上升热泡能到达这里, 穿透进入逆温层中, 这一层的上升区往往较小。这种强的上升热泡从底部延伸至逆温层顶, 贯穿整个边界层。Mason 使用 50 m 的水平分辨率和 64×64 的水平网格也曾得到过这种运动结构极为典型的结果^[8]。并且他们认为能贯穿整

个边界层的热泡往往源于底层带状辐合区的节点或交汇处。Stull 还曾给出了这种对流结构的理想图像^[9]。

3.3 湍流特征量的垂直分布分析

图 5a 为无量纲化的 u, w 方差 $\langle u^2 \rangle / w_*^2, \langle w^2 \rangle / w_*^2$ 的垂直分布。将本项研究的结果与文献[10]实测结果比较, 可以看出水平速度方差在边界层内 $0.4z_i \sim 1.0z_i$ 的高度范围内较为一致, 在边界层顶附近, 略有增加, 然后很快减小至某一小量, 总的趋势与前人的结果比较一致。水平速度方差在 z_i 附近的增大不很明显。分析认为, 在混合层顶附近, 由于逆温顶盖的作用, 热泡上升运动转化为水平方向的动量, 因此水平速度方差在 z_i 附近有一个增量是比较合理的。水平速度方差在 $1.1z_i$ 高度上减小至 0.05。与前人的结果相比, 本模式的结果在 z_i 附近偏小。根据 Mason 的计算个例 FL 6.4^[8], 水平速度方差在 z_i 附近比在边界层中部高 30% 左右。在 $0.2z_i$ 以下的近地层, 本模式得到的结果偏大。尤其是在近地面处, 偏大近一倍多。分析认为, 造成这种现象的主要原因是网格分辨率还不够精细之故。模式的网格距变小时, 近地层处的水平方差有所减小。图中垂直速度方差与文献[10]的结果^[10]趋势一致。在文献[8]的结果中, 垂直方差在 $0.5z_i$ 附近高度上取得最大, 之后随着高度逐渐减小, 在 z_i 的高度上减至 0.1, 在 $1.2z_i$ 的高度上减至接近于零。本模式的结果随高度减小得更快。这种差异可能是由于我们在图中给出的结果仅是可分辨尺度的速度方差值, 而文献[8]和实际观测结果则都包含了次网格尺度部分的贡献。

图 5b 为本模式得到的无量纲化的位温方差的结果。与 Mason 的结果^[8]比较可以看出, 总的位温方差廓线基本相似, 都是在近地面处较大, 至边界层中部 $0.6z_i$ 附近减小至一个极小值, 在边界层顶的附近为一极大值, 约为 22 左右, 出现极大值的高度为

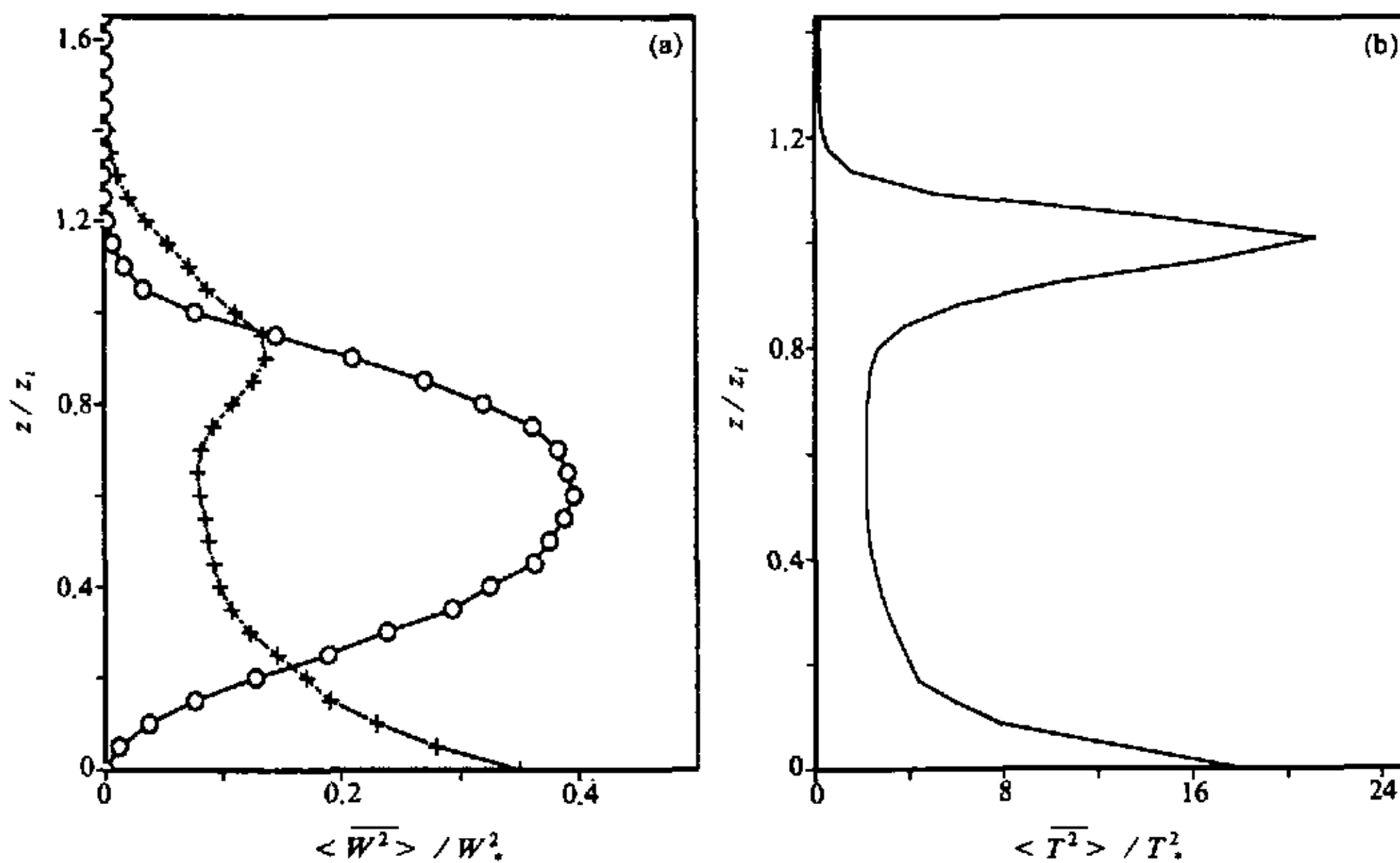


图 5 各统计量廓线

(a) 速度方差廓线 (星号为 u 方差, 圆圈为 w 方差); (b) 位温方差廓线

z_i 。Mason 的结果则为 16 左右, 对应的高度稍低。上部逆温层中的重力内波在模式顶边界附近的作用可能会使这里的位温方差增大。另外还有潜热作用的影响。在前面, 分析 XZ 平面位温等值线时我们已经注意到, 在混合上升的逆温层中, 存在一个比较明显的位温负扰动。这种负扰动延伸至 $1.4z_i$ 的高度上。这些现象与位温方差在 $1.2z_i$ 高度上量值偏大是一致的。

3.4 小结

通过以上分析可以看出, 改进后的大涡模式能够较好地模拟对流边界层的物理结构, 各物理量之间的相互对应关系较好。通过与前人工作的比较可以看出, 改进后的模式对对流边界层总体结构的模拟是较为成功的。

4 大涡模拟结果与对流槽实验结果的比较及对夹卷速度的研究

4.1 大涡模拟结果与对流槽实验结果的比较

研究对流边界层的另一种有效手段是用对流槽进行物理模拟实验。为了得到对流边界层的实验观测结果, 我们正在进行一项对流边界层模拟的对流槽实验, 目前该实验仍在进行中, 在此简单介绍一下此实验, 并把大涡模拟结果与其初步得到的结果进行比较。

对流槽内流体为水, 槽体长、宽、高分别为 $2.00\text{ m} \times 0.35\text{ m} \times 0.40\text{ m}$ 。模拟初始时刻, 混合层厚度为 0.26 m 左右。顶部逆温层温度梯度为 $27.5 \sim 75.1\text{ K/m}$ 。

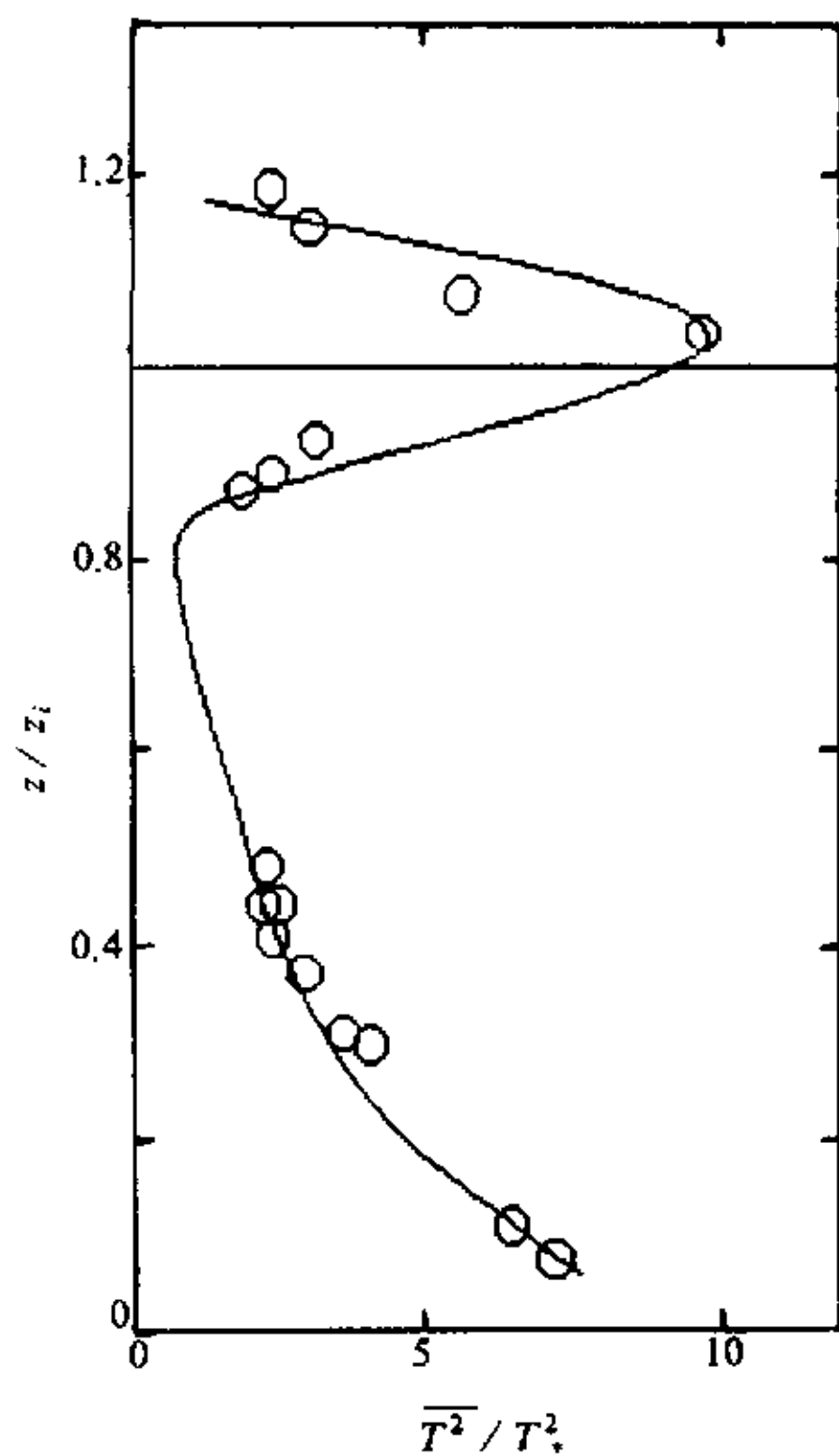


图6 对流槽实验得到的位温方差廓线

图 5b 为本项大涡模拟得到的位温方差结果, 图 6 为本项对流槽实验结果。通过比较可以看出, 位温方差廓线基本相似, 都是在近地层和边界层顶处较大, 在边界层中部较小, 在边界层以上迅速减小。不同的是, 模式结果最大值为 22 左右, 实验结果为 10 左右。分析认为, 实验结果的最大值可能偏小。因为在处理实验数据求下垫面热通量时, 没有考虑电阻丝加热时热量的辐射损耗, 所以下垫面热通量可能偏大, 故特征温度偏大, 无量纲温度方差偏小。在边界层中上部 ($0.4z_i \sim 0.8z_i$), 模式结果几乎为一常值, 实验结果随高度增加缓慢减小。在边界层中下部 ($0.2z_i \sim 0.4z_i$) 和下部 ($0 \sim 0.2z_i$), 两结果较为一致, 都是随高度增加先迅速减小 ($0 \sim 0.2z_i$), 然后缓慢减小 ($0.2z_i \sim 0.4z_i$)。

图 7a 为本模式得到的热通量廓线, 实线的逆温层温度递减率为 0.005 K/m , 虚线为 0.010 K/m 。图 7b 为实验结果, 实线的逆温层温度递减率为 27.5 K/m , 虚线为 75.1 K/m 。两者一致性较好。热通量在地面处最

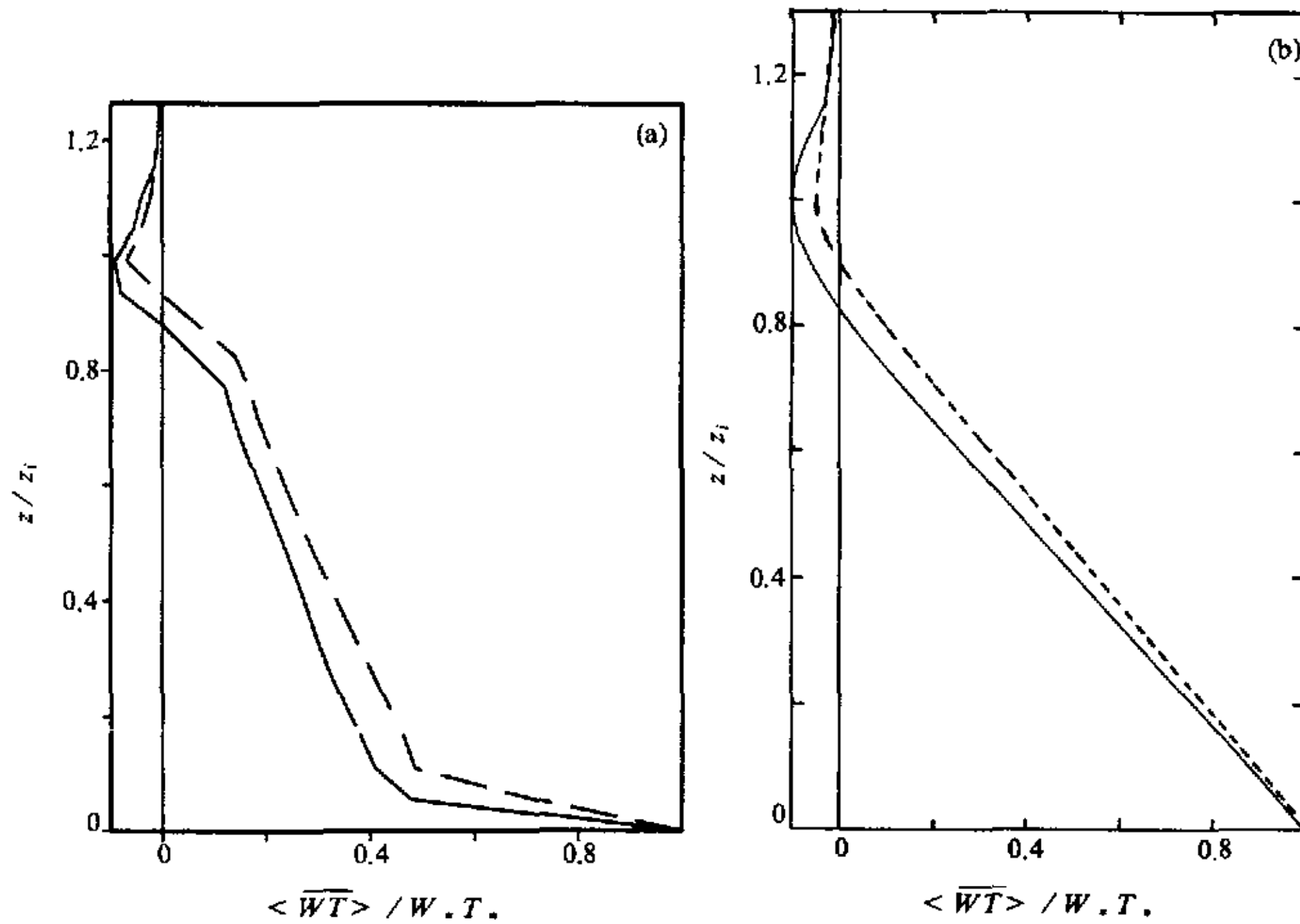


图7 热通量廓线

(a) 改进后的大涡模式的结果; (b) 我们的对流槽实验的结果

大, 随高度的增加而减小, 在接近混合层顶的位置 (约为 $0.85z_i$) 减小为零, 随着高度的增加继续减小, 在混合层顶的高度上, 减小至负的最大值。在混合层顶附近为一负值区, 此区即为夹卷层。夹卷层以上热通量为零。当顶部逆温层温度递减率增大时, 负的热通量最大值减小。分析认为, 贯透对流使得混合层中少量气体进入逆温层, 夹卷作用也使逆温层中少量气体进入混合层。这种作用的结果是混合层顶附近热通量由上向下输送。当温度递减率增大时, 由混合层进入逆温层的气体 (即热泡) 受到的负浮力增大, 热泡能冲入逆温层的高度降低, 夹卷作用受抑制, 被夹卷进入混合层的逆温层空气减少, 故负的热通量最大值减小。

4.2 对夹卷速度的研究

混合层高度无论是在边界层模式, 中尺度模式, 空气污染模式, 还是在气候模式中, 都是一个至关重要的物理量。建立混合层增长模式时, 大部分从混合层热量收支出发, 常用的有零阶和一阶跃变模式^[11]。但是, 影响某地混合层发展的因子很多, 除下垫面热量收支外, 还与混合层顶部的夹卷, 混合层中的大尺度垂直运动, 平流输送以及地面切应力等因子有关。其中, 混合层顶部的夹卷比其他因子的作用更大。因为混合层高度的增长与混合层顶部的夹卷直接相关。为了深入研究夹卷机制, 国外已开展过许多混合箱实验和对流槽实验来模拟理想的夹卷过程^[4]。结论之一就是: 夹卷机制依赖于局地理查森数 $Ri_i = N_i^2 L_H^2 / u_H^2$, 其中 N_i 是逆温浮力频率, L_H 和 u_H^2 是无密度内界面湍流的积分长度尺度和方差。并且, 当 $Ri_i \leq 15$ 时, 主要夹卷机制是湍流的大尺度吞噬; 当 $Ri_i \geq 20$ 时, 主要夹卷机制变为间歇波破碎; 当 $Ri_i > 60$ 时, 主要夹卷机制又变为分

子扩散^[4]。但是, 由于大气中雷诺数变化很大, 故很难将以上结论推广到实际大气中。如果在实际大气中也有相似的规律, 则对于改进混合层增长模式, 提高混合层高度预报的准确性, 改善边界层模式、中尺度模式、空气污染模式, 乃至气候模式, 都有很大帮助, 这里作了这方面的初步研究。

首先定义夹卷速度为

$$W_e = d\langle z_i \rangle / dt, \quad (14)$$

可由 $\langle z_i \rangle$ 随时间变化的数据用线性最小二乘法拟合求出^[4]。其中 $\langle z_i \rangle$ 是水平平均边界层高度, 由梯度法求得, 即为位温垂直梯度取得最大值的高度。无量纲夹卷速度为 W_e / W_* 。对流理查森数 Ri^* 为

$$Ri^* = g\Delta\theta\bar{z}_i / \theta_* w_*^2, \quad (15)$$

式中, g 为重力加速度, $\Delta\theta$ 为夹卷层位温跃变, 即热通量取得负最大值的高度与热通量消逝的高度之间的温差, \bar{z}_i 为平均边界层高度, θ_* 为背景位温, w_* 为对流速度尺度^[9]。公式(15)也可以写成

$$Ri^* = \Delta\theta / \theta_*, \quad (16)$$

式中, θ_* 为对流温度尺度, $\theta_* = \frac{Q_s}{w_*}$, $w_* = \left[\frac{g\bar{z}_i Q_s}{\theta_0} \right]^{1/3}$ 。

本文计算了如表1所示的13个算例。地表热通量 Q_s 在0.03~0.25 K m/s之间取值, 对流边界层上部温度递减率 γ 在0.003~0.015 K/m之间取值, 对流理查森数在9.06~45.29之间变化。

从算例2、3、4、5可以看出, 当 Q_s 不变, γ 增大时, W_* 、 $\langle z_i \rangle$ 、 T_* 、 W_e 、 W_e / W_* 减小, Ri^* 、 $\Delta\theta$ 增大。分析认为, 夹卷层基本上是由嵌入在非湍流自由大气层空气中的湍流热泡组成的^[9], 即是由对流边界层中的热泡冲入上部逆温层形成的。热泡在边界层中形成时, 由于其温度比环境温度高, 故扰动温度为正, 净浮力为正, 垂直速度随时间的变化为正, 垂直速度扰动为正, 热泡开始向上冲。冲入上部逆温层后, 由于环境温度越来越高, 故扰动温度越来越小, 渐渐变为负值, 故其所受净浮力变为负

表1 各算例参数

算例	Q_s (K m s ⁻¹)	γ (K m ⁻¹)	W_* (m s ⁻¹)	\bar{z}_i (m)	T_* (s)	Ri^*	W_e (cm s ⁻¹)	W_e / W_*	$\Delta\theta$ (K)
1	0.03	0.005	0.9818	966	984	36.21	0.5596	0.0057	1.107
2	0.05	0.003	1.2300	1139	926	15.05	1.9188	0.0156	0.612
3	0.05	0.005	1.1940	1041	873	15.20	1.4686	0.0123	0.637
4	0.05	0.010	1.1662	971	833	24.61	0.9213	0.0079	1.055
5	0.05	0.015	1.1556	945	818	45.29	0.4622	0.0040	1.960
6	0.10	0.005	1.5570	1157	742	16.25	2.2421	0.0144	1.044
7	0.10	0.015	1.4994	1032	688	35.40	1.0346	0.0069	2.361
8	0.15	0.005	1.8270	1245	681	14.81	2.9597	0.0162	1.216
9	0.15	0.015	1.7341	1064	614	25.44	1.6647	0.0096	2.201
10	0.20	0.015	1.9271	1095	568	23.83	1.9849	0.0103	2.473
11	0.24	0.005	2.1660	1296	598	11.76	4.1804	0.0193	1.303
12	0.25	0.003	2.2980	1486	678	9.06	5.7450	0.0250	0.963
13	0.25	0.015	2.0409	1041	510	19.53	2.4899	0.0122	2.393

值, 垂直速度随时间的变化为负, 垂直速度扰动减小, 热泡上冲受抑制。直至垂直速度扰动减小为零后, 又变为负值, 热泡开始向下运动。当 Q_s 不变, γ 增大时, 热泡在向上冲的过程中, 扰动温度减小的速度更快, 故所受的净浮力减小更快, 垂直速度扰动更快减小为零。故夹卷层发展速度更慢, $\langle z_i \rangle$ 增长更慢, 即 W_e 变小。 $\langle z_i \rangle$ 变小, 故 W_e 变小。当 γ 增大时, 对流边界层更快达到准定常态, 故 T_e 减小。当 γ 增大时, $\Delta\theta$ 的增大是显然的。

从算例 1、3、6、8、11 可以看出, 当 γ 不变, Q_s 增大时, W_e 、 $\langle z_i \rangle$ 、 T_e 、 W_e 、 W_e/W_e 、 $\Delta\theta$ 增大, Ri^* 减小。分析认为, 当 γ 不变, Q_s 增大时, 在边界层中形成的热泡的温度与周围环境温度的温差增大, 故其所受净浮力增大, 热泡上升能抵达的高度增高, 即夹卷层高度增高, $\langle z_i \rangle$ 增大, W_e 增大。当 Q_s 增大时, 对流边界层需要更长时间达到准定常态, 故 T_e 增大。注意到, 算例 1 的 $\Delta\theta$ 偏大, 可能是因为模式对太小的 Q_s 不够敏感。

把算例 1~13 的结果拟合成 $W_e/W_e = A(Ri^*)^{-1}$ 的形式, $A=0.226$, 如图 8 所示。图中用星号表示的点是我们的对流槽实验的结果。Sullivan 等利用套网格大涡模式得出 $A=0.2$ ^[4]。Deardorff 等作了一系列水槽实验^[12], 研究对流混合层上部的夹卷层, 得出 $A=0.25$ 。通过比较, 我们认为, Sullivan 的结果偏小, 在图上表现为其数据点大多落在实验结果的下部。我们的结果介于两者之间, 比 Sullivan 的略大, 在实验结果的中下部, 较为合理。

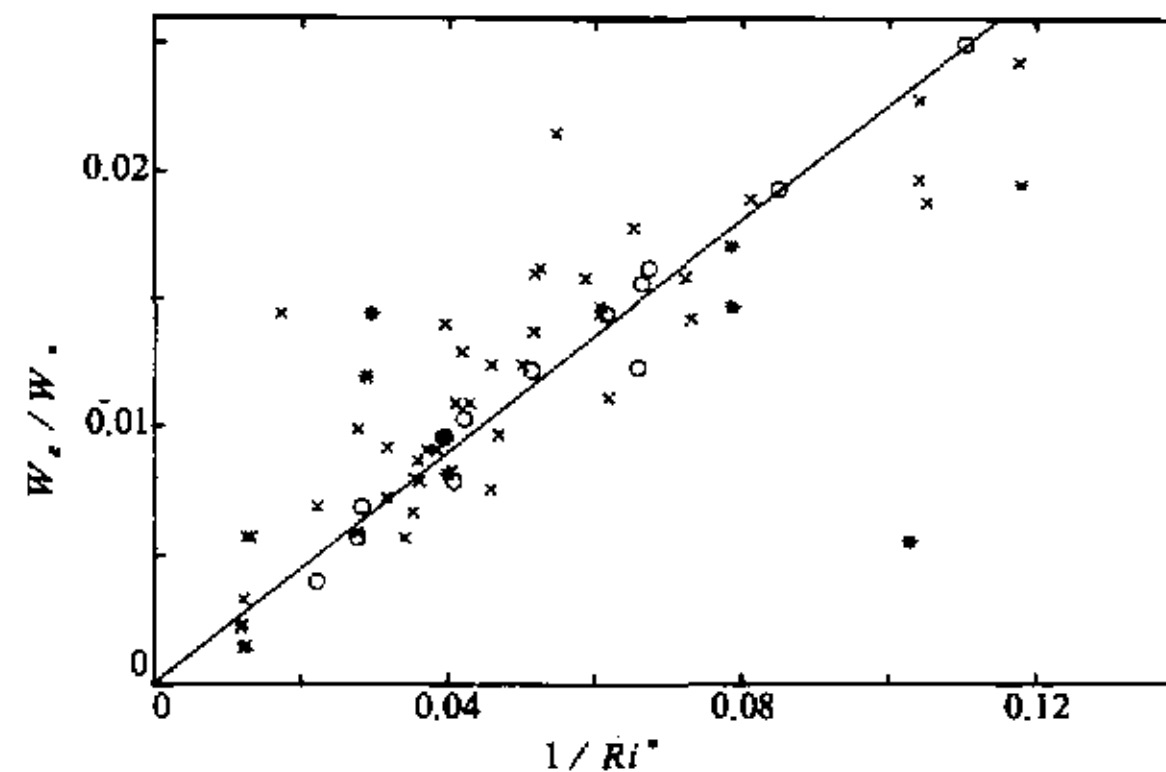


图 8 夹卷速度与对流理查森数的倒数关系图
o-o: 大涡模拟结果, —: 大涡模拟拟合结果,
++: 我们的实验结果, x x: Deardorff 实验结果

5 结论

本文在已建的对流边界层大涡模式基础上, 将次网格闭合方案改为次网格能量闭合, 并考虑了水汽的源汇项和水汽相变潜热的作用, 运用改进后的模式进行了理想条件下对流边界层的模拟, 并进行了算例分析及与我们的对流槽实验结果的比较, 然后对夹卷速度进行了研究, 主要得到以下几点结论:

(1) 改进后的模式在对流边界层的诊断模拟中得到的主要变量的垂直和水平分布反映了均匀下垫面上对流边界层的物理结构, 并且相互对应关系良好。通过与前人工作的对比认为改进后的模式对对流边界层总体结构的模拟是较为成功的。

(2) 我们的对流槽实验揭示了对流边界层的主要物理结构, 大涡模拟在各统计量廓线上大体与之相符合, 都较好地描述了对流边界层的主要物理性质。

(3) 关于夹卷速度的研究表明: 无量纲夹卷速度随地表热通量(Q_s)的增大而增大, 随对流边界层上部温度递减率(γ)的增大而减小。当 $9.06 \leq Ri^* \leq 45.29$ 时, 无

量纲夹卷速度 W_e / W_* 可以拟合成 $A(Ri^*)^{-1}$ 的形式, 其中 $A=0.226$ 。与我们的对流槽实验结果, Sullivan 等人的大涡模拟结果以及 Deardorff 等人的对流槽实验结果吻合较好。

(4) 大涡模拟结果表明: 当 $Ri^* < 9.06$ (或 $Ri^* > 45.29$) 时, 无量纲夹卷速度 W_e / W_* 和对流理查森数 Ri^* 之间也许存在另一种不同的幂次律。但是, 由于在此对流理查森数范围内, 边界层增长相对较快 (或较慢), 弱逆温 (或强逆温) 使得很难得到可信赖的位温跃变来计算对流理查森数。

参 考 文 献

- 1 Deardorff, J. W., Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, 1972, **39**, 91~115.
- 2 Moeng, C-H., A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary layer turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 1984, **41**, 2052~2062.
- 3 Ayotte, K. W. and Coauthors, An evaluation of neutral and convective planetary boundary layer parameterizations relative to large eddy simulation, *Bound. Layer Meteor.*, 1996, **79**, 131~175.
- 4 Sullivan P. P., C-H. Moeng, B. Stevens, D. H. Lenschow and S. D. Mayor, Structure of the entrainment zone capping the convective atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 1998, **55**, 3042~3064.
- 5 吴洞、蒋维楣, 对流边界层的大涡模拟研究, *气象科学*, 1999, **19**, 33~41.
- 6 蔡旭辉、陈家宜, 对流边界层中泡状结构的大涡模拟研究, *大气科学*, 1997, **21**(2), 223~230.
- 7 Deardorff, J. W., Three dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer, *Bound. Layer Meteor.*, 1974b, **7**, 199~226.
- 8 Mason, P. J., Large-eddy-simulation of the convective atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 1989, **46**, 1492~1516.
- 9 Stull, R. B., 著, 杨长新译, 边界层气象学导论, 北京: 气象出版社, 1991, 485~517.
- 10 Schmit, H. and U. Schumann, Coherent structure of the convective boundary layer derived from large eddy simulation, *J. Fluid Mech.*, 1989, **200**, 511~562.
- 11 蒋维楣等, 边界层气象学基础, 南京: 南京大学出版社, 1994, 264pp.
- 12 Deardorff, J. W., G. E. Willis and B. H. Stockton, Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer, *J. Fluid Mech.*, 1980, **100**, 41~64.

Improvements of the Large Eddy Simulation Models and a Study of the Entrainment Rate

Miao Shiguang¹⁾, Jiang Weimei¹⁾, Li Xin²⁾ and Liu Heng¹⁾

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

2) (State Key Laboratory of Atmospheric Boundary Layer Physics and Atmospheric Chemistry, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Abstract A previous large eddy simulation (LES) model of convective boundary layer (CBL) is improved, in place of the original subgrid closure scheme with energy closure scheme and considers water vapour source, sink and the effect of the latent heat due to phase change of water vapour. The simulation of CBL increasing as a result of the thermal disturbance on the homogeneous terrain and comparison with the results of the experiment display that the model simulates the main physical struc-

ture of CBL effectively and reflects the corresponding relationship among several physical variables. Over a certain range of bulk Richardson numbers, Ri^* , some cases are calculated to study the dimensionless entrainment rate, W_e / W_c . We can see from the results that the dimensionless entrainment rate, W_e / W_c , increases with the increasing of the thermal flux on the ground, Q_s , and decreases with the increasing of the temperature lapse rate above the CBL. The dimensionless entrainment rate, W_e / W_c , where W_e and W_c are entrainment and convective velocities, varies as ARi^* with $A=0.226$ in the range of $9.06 \leq Ri^* \leq 45.29$ and is in good agreement with our convection tank experiment, the LES by Sullivan et al. and the convection tank measurements by Deardorff et al.

Key words: convective boundary layer; large eddy simulation; entrainment rate; Richardson number