

对流边界层水平温度场特征的水槽模拟研究

袁仁民¹, 吴徐平¹, 罗涛¹, 卢超¹, 安平¹, 孙鉴泞², 刘辉志³

(1. 中国科学技术大学地球与空间科学学院, 安徽合肥 230026; 2. 南京大学大气科学系, 江苏南京 210093;
3. 中国科学院大气物理研究所大气边界层和大气化学国家重点实验室, 北京 100029)

摘要: 利用对流水槽模拟分析了均匀下垫面自由对流边界层的水平温度场结构特征。根据几何相似、运动相似和动力相似等要求设置初始条件和边界条件实施模拟。对流水槽的尺度为 $1.5\text{ m} \times 1.5\text{ m} \times 0.6\text{ m}$, 先加入具有一定温度层结的去离子水, 然后底部加热形成对流, 模拟对流边界层的发生和发展。利用快速响应的温度传感器测量温度廓线和不同高度上的温度起伏; 利用准直光闪烁原理获得光学湍流场。根据温度廓线和光学湍流场的结果得到对流边界层厚度和稳定度等参数。根据不同高度的水平脉动温度, 利用 AR 谱方法分析水平温度谱峰值频率所对应的尺度, 该尺度对应于对流边界层的准二维对流热泡的水平尺度。统计分析结果表明, 自由对流边界层大涡的水平尺度在边界层的下部随高度的增加而增加, 约在 0.65 倍边界层厚度处达到最大, 然后随高度的增加又逐渐减小。物理模拟与数值模拟和野外观测结果符合一致。根据对流热泡的这种特征, 提出了一个自由对流边界层的热泡模型。

关键词: 对流边界层; 准二维热泡结构; 特征尺度; 对流水槽; 物理模拟

中图分类号: P264 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.0253-2778.2010.01.002

A water tank study of horizontal temperature characteristics of the convective boundary layer

YUAN Renmin¹, WU Xuping¹, LUO Tao¹, LU Chao¹,
AN Ping¹, SUN Jianning², LIU Huizhi³

(1. School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;
2. Department of Atmospheric Science Nanjing University, Nanjing 210093, China;
3. LAPC Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China)

Abstract: The characteristics of horizontal temperature of the convective boundary layer (CBL) were analyzed using water tank simulation. Based on the geometric similarity, kinematic similarity and dynamic similarity, the initial and boundary conditions can be set for simulation. The dimension of the water tank is $1.5\text{ m} \times 1.5\text{ m} \times 0.6\text{ m}$. The degassed water was first filled with inversion stratification, then the bottom was heated and the convection was generated. The generation and evolution of the CBL were simulated. Temperature profiles and fluctuations at several heights were measured using fast response temperature sensors; optical turbulence was retrieved from the record using scintillation effect. Several parameters, such as the CBL depth, can be calculated. The AR power spectrum estimate was used to obtain the peak

收稿日期: 2009-06-08; 修回日期: 2009-09-19

基金项目: 中国科学院知识创新工程领域前沿项目 (IAP09309) 和国家自然科学基金 (40975006) 资助。

作者简介: 袁仁民 (通讯作者), 男, 1968 年生, 博士/副教授。研究方向: 大气边界层物理、大气光学。E-mail: rmyuan@ustc.edu.cn

frequency of temperature fluctuations at those heights, which corresponds to the scale of quasi two-dimensional structure. The results show that scales of quasi two-dimensional structure at the low part of CBL increase with the height, reaching the maximum scale at about $0.65 Z_i$, and then decrease with the height at the upper part of the CBL. The results show good agreement with the fields and the numerical simulation. At the upper part of CBL, the normalized scales decrease with stabilizations. Based on the results, a thermal pattern for the free CBL was proposed.

Key words: convective boundary layer; quasi two-dimensional structure; characteristic scale; convective water tank; physical simulation

0 引言

准二维结构是对流边界层中强风和弱风情况下的普遍特征^[1-2]. 这些结构表现为向上和(或)向下的相干结构,对风场,温度场和标量场等产生较强的干扰,影响边界层中对流的发生和云的形成,同时又是边界层中动量,能量和物质输送的重要机制^[3]. 因此充分了解这些结构的特征对于认识边界层中运动的构造和物理过程以及数值模拟的实施均具有重要的理论意义和应用价值. 对此人们开展了一系列的实验进行研究,包括常规边界层仪器的固定测量^[4],飞机在陆地或近海测量^[5],雷达测量^[6-10]等. Fitjarrald^[7]根据多普勒声雷达和铁塔测量,得到自由对流情况下边界层的主要尺度为 6 倍边界层厚度. 后来进一步的实验表明^[11],自由对流边界层无量纲的混合层尺度与边界层的稳定度有关. Kaimal^[4]研究认为在自由对流的情况下($Z_i/L_0 > 100$, Z_i 为边界层厚度, L_0 为 Monin-Obkhov 长度)二维湍流的尺度约为 1.5 倍边界层厚度的量级. Caughey^[12]根据探空观测得到的垂直风速资料分析了边界层涡的主要尺度随边界层高度的变化特点. 数值模拟结果表明对流热泡的水平尺度为边界层厚度的 1.6 倍^[13].

野外观测通常利用 Taylor 假定将时间序列转换为空间序列. 尽管采用飞机进行空间观测,但不同高度测量时间相隔较大,而且数据较少,使得在这些实验中,仅讨论了边界层特征尺度与某一个要素的关系. 我们利用对流水槽进行对流边界层的物理模拟,发现自由对流边界层的水平温度场的水平尺度随高度而变.

水槽模拟有助于我们理解真实世界中发生的现象. 在水槽模拟中,一些关键变量容易控制,这就有助于从大量重复的实验中得到准确的统计量,这一点在野外观测很难实现,甚至不可能实现. 由于实验

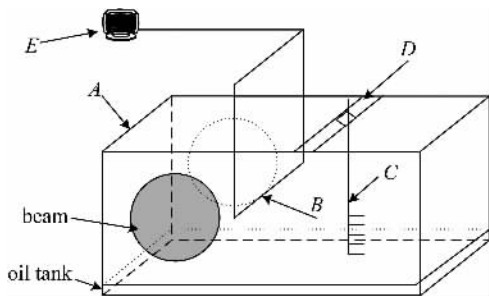
条件像风速和风向的经常变化,需要长时间的平均才有可能得到准确的统计特征;在边界层的下部特别是近地面层容易测量^[8],但在气象塔高度以上进行精细测量存在较大的难度;这些都使得实际大气的观测是非常复杂的^[14-15]. 所以实验室模拟把野外观测和理论模型很好地连接在一起^[16].

利用物理模拟进行大气对流边界层的研究可以追溯到 30 多年前. 最杰出的工作应归功于 Deardorff 和他的合作者利用对流水槽开展的实验研究^[17]. 他们所采用的对流水槽的尺寸是 $114 \text{ cm} \times 122 \text{ cm} \times 76 \text{ cm}$,他们得到了对流速度和温度等对流边界层的特征参数,以及对流边界层的湍流特征^[17-18]. 后来该水槽又进行改进并增加了一些新的测控技术从事污染扩散方面的研究^[19-20]. 在我国利用水槽对大气边界层的流动特征和结构以及污染扩散方面也开展了一系列的研究^[21-27].

本文利用对流水槽进行自由对流边界层的模拟实验,分析自由对流边界层温度场的水平尺度的统计特征. 首先介绍实验装置、仪器及测量方法;然后给出模拟实验的测量结果;最后得出结论.

1 实验和方法

在充分考虑几何相似、运动相似、动力相似和热力相似等基础上设计和实施模拟实验. 对流水槽的底板为金属板,四周为 10 mm 厚的透明玻璃. 对流水槽的尺寸为 $150 \text{ cm} \times 150 \text{ cm} \times 60 \text{ cm}$,该尺寸的选取充分考虑了室内模拟对流边界层的需要,满足了几何相似的要求^[28]. 底部放置尺寸为 $145 \text{ cm} \times 145 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$ 用于加热的油箱,如图 1 所示. 油箱内均匀放置 39 根电加热管,同时充满绝缘性能好、热膨胀系数小的变压器油. 这样就采取了利用电热管加热油,油升温以后再加热水槽内的水. 这种加热方法确保底面加热均匀,方便模拟均匀下垫面. 油箱的加热功率可调,最大加热功率为 39 kW.



A 为对流水槽边框; B 为测量温度廓线传感器; C 为测量温度脉动传感器; D 为脉动传感器水平移动轨道; E 为测量用计算机

图 1 对流水槽示意图

Fig. 1 Sketch of convective water tank

实验的工作物质为去离子纯净水. 实验时, 先往水槽中加入冷水至一定高度(根据实际情况而定), 然后在冷水上面加热水. 加热水时, 热水应均匀分布在冷水之上, 且没有扰动. 具体实现时, 我们在冷水上面铺一层布满均匀小孔的薄膜, 薄膜上面平放一根塑料管, 塑料管两侧开有许多小孔. 热水由塑料管流入, 再经小孔流到薄膜上, 然后缓慢流向水槽. 热水由电热水器加热. 通过调节热水器的加热功率或热水的流速来调节热水的温度. 总的水深通常为 40 cm. 这样就形成了稳定而均匀的逆温层. 逆温梯度的变化范围为 $0.1 \sim 1.0 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{cm}$. 如此实现了清晨时分边界层稳定逆温状态的模拟.

待水槽内的水静止后, 通过油箱加热, 模拟实际大气边界层的发展. 通过调节底部油箱的加热功率, 使得水槽内流体的状态和运动满足运动相似、动力相似和热力相似的要求^[29].

水槽内的测量包括平均温度廓线, 不同高度的温度脉动以及准直光通过模拟边界层湍流场后的闪烁测量. 水平平均温度的测量是利用自制的铜丝电阻温度计来实现的. 传感器长度为 1.40 m, 是由长度约为 16.5 m、直径为 $60 \text{ } \mu\text{m}$ 、电阻约为 $100 \text{ } \Omega$ 的铜丝来回绕制而成. 传感器接入自制的电桥电路中, 灵敏度约为 $0.5 \text{ V}/^\circ\text{C}$. 该传感器的热滞系数约为 0.03 s . 传感器由步进电机带动上下移动进行温度测量, 移动的速度通常为 2 cm/s . 温度测量的空间位置由一个点光源激光器确定, 绝对误差小于 1 mm , 同一次测量相邻点距离的误差小于 0.1 mm . 温度传感器测量的绝对误差小于 $0.1 \text{ } ^\circ\text{C}$, 同一次测量相邻点温度差值的误差小于 $0.01 \text{ } ^\circ\text{C}$. 利用平均温度传感器的上下移动可以测量不同时刻的温度廓线. 平均温度传感器的水平长度约为 1.4 m, 接近水

槽的水平边长, 所记录的也就是边界层整个横截面上不同高度的平均温度.

温度脉动的传感器是特制的 $100 \text{ } \Omega$ 铂电阻. 铂电阻也接入自制的电桥中. 灵敏度约为 $1.5 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{V}$, 热滞系数约为 0.05 s . 在竖直方向上不同高度放置 5 个传感器. 该 5 个传感器由步进电机带动可以水平移动, 移动的范围为 1.1 m, 移动的速度约为 3 cm/s . 水平移动的位置也由点光源激光器来确定. 移动一次就可以得到 5 个不同高度水平的温度. 脉动温度传感器移动一次所经历的时间约为 30 s , 在 30 s 时间范围内, 边界层几乎可看做是定常的.

水平平均温度和温度脉动传感器的输出信号由计算机采集, 采集频率为 25 Hz . 采集得到数据的噪声来源于 A/D 转换. 数据以文本格式保存在计算机中.

湍流场的测量是利用自制的大口径准直光闪烁仪实现的^[30]. He-Ne 激光经过两次扩束后变成直径为 20 cm 的准直光. 当准直光经过水槽中的湍流场后, 其振幅和相位将发生变化. 在水槽的另一侧面附近, 垂直放置一个接收屏, 在接收屏上显示一个圆形光斑. 光斑由 CCD 拍摄, 计算机采集. 当加热一段时间后, 光斑的下部亮度有很大的起伏, 光斑的上部没有起伏. 根据亮度的起伏可以确定湍流场. 采集到的图像的分辨率为 1024×1280 个像素, 像素的灰度等级为 256. 我们通过改变镜头光圈大小的办法, 对图像的亮度值与光强的大小之间的关系进行了实验, 实验结果表明图像的亮度值与光强的大小之间线性关系很好. 从而可以由图像亮度值的归一化方差得到归一化光强闪烁方差, 及闪烁指数, 通常用 β 表示. β 的定义式如下,

$$\beta = \frac{\overline{(I^2)}}{(\overline{I})^2} - 1 \quad (1)$$

式中, I 为光强. 根据闪烁指数与折射率结构常数的关系也就能够得到折射率结构常数随高度变化的曲线.

我们采用谱的方法分析边界层温度场的主要水平特征尺度. 传统的谱分析方法分辨率低、起伏大, 且方差性能不好. 本文采样 AR 模型的谱方法分析边界层的主要水平尺度. 采样 AR 模型法得到的功率谱曲线要比经典谱曲线平滑得多, 因而很容易确定水平特征尺度, 且很客观.

AR 谱的计算步骤简述如下.

首先将当前的信号看作是当前的信号和过去的

信号的加权和,即

$$x(n) = - \sum_{r=1}^p a_r x(n-r) + u(n) \quad (2)$$

这里, $u(n)$ 为白噪声序列; p 为 AR 模型的阶数; a_r , $r=1 \cdots p$ 为 AR 模型的参数. 由此可以得到 AR 模型的传递函数

$$H(z) = \frac{1}{1 + \sum_{r=1}^p a_r z^{-r}} \quad (3)$$

进一步就可以得到 AR 模型的功率谱为

$$P_x(k) = \frac{\sigma^2}{|1 + \sum_{r=1}^p a_r W_N^{-kr}|^2} \quad (4)$$

其中, σ^2 为白噪声序列的方差; W_N 为 $e^{i2\pi/N}$.

AR 模型的阶数一般事先是不知道的. 人们根据经验给出了一些判断准则, 本文采取最终预测误差准则来确定^[31]

$$\text{FPE}(r) = \sigma^2 \frac{N + (r + 1)}{N - (r + 1)} \quad (5)$$

式中, N 为有限序列 $x(n)$ 的长度. 当阶数 r 由 1 增加时, $\text{FPE}(r)$ 将在某一个 r 处取得极小值. 此时的 r 为最合适的阶数 p .

2 结果

图 2(a) 给出某次实验得到的随时间变化的平均温度廓线. 横坐标为温度, 纵坐标为高度, 图上的数字表示廓线的测量时间(自底面加热开始). 由图 2(a) 可以看到, 开始的时候, 自底面向上为逆温, 图上所示的逆温约为 $0.5 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{cm}$. 随着底面加热的开始, 对流运动发生, 边界层下部变为常温, 对应于实际大气对流边界层的常位温特征. 在边界层的顶部出现一段很强的逆温, 该部分为夹卷层^[23].

由相邻两条温度廓线计算可以得到热通量廓线, 见图 2(b). 由图 2(b) 可以看到, 随着高度的增加加热通量线性减小, 直至在某一个高度上热通量变为 0, 然后变为负值, 最后又回到 0. 通常由热通量廓线来定义边界层的结构, 自地面向上热通量为正的部分为混合层, 热通量为负值的部分为夹卷层. 热通量廓线中负最大值的所处的高度即为边界层的厚度. 根据温度廓线和热通量廓线就可以计算边界层的一些特征值, 如边界层的厚度 z_i , 对流速度尺度 w_* , 特征温度 T_* 和稳定度 R_i 等.

尽管利用温度廓线和热通量廓线可以得到一些特征参数, 但此方法不能得到实时的值. 我们利用自

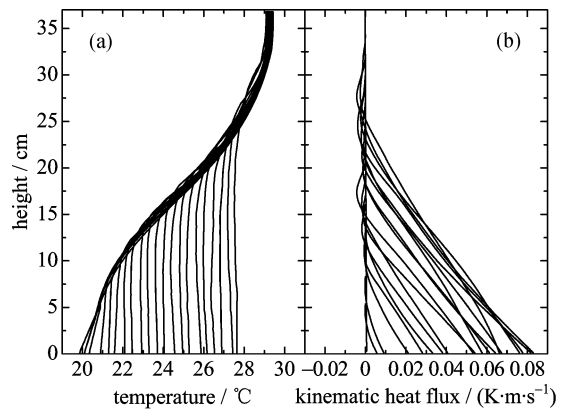


图 2 温度廓线(a)和热通量廓线(b)

Fig. 2 Temperature contours (a) and heat flux contours (b)

制的大口径闪烁仪可以实时采集准直光通过湍流场后的二维光强起伏. 由此可以得到折射率结构常数的廓线, 见图 3, 从而可以得到混合层厚度值. 实验证明, 这种光学方法与温度廓线的测量结果是非常吻合的^[30].

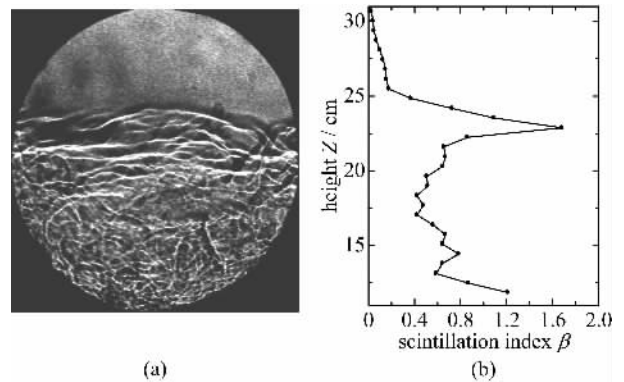


图 3 准直光通过对流水槽后的光斑(a)和光斑不同高度处的方差(b)

Fig. 3 Photo of light beam on the screen after propagating through convective water tank (a) and the normalized light intensity variation (b)

图 4 给出 5 个不同高度温度的水平测量结果, 5 个不同的高度分别为 2 cm, 4 cm, 6 cm, 8 cm, 10 cm. 由于测量装置的结构, 不能测量靠近水槽壁面附近两侧各 20 cm 空间的温度数据, 所以移动的水平长度为 1.1 m. 其实水槽两侧的数据受水槽壁面的影响较大, 舍弃这部分数据不影响结果. 图 4 所对应时刻的边界层厚度为 21.4 cm. 由图可以看出不同高度的温度起伏是不同的, 随着高度的增加起伏逐渐减小. 水平空间的尺度较长, 起伏较大的部分对应着边界层中的热泡结构. 热泡沿垂直方向运动, 但水平位置稍有偏离, 这与野外观测到的类似结构在

垂直方向存在倾斜不同^[32]. 本实验没有水平运动, 只是自由对流, 故热泡结构在垂直方向没有较大的倾斜.

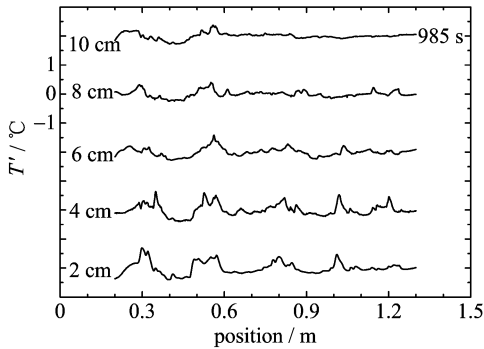


图 4 不同高度的水平温度

Fig. 4 Temperature at 5 different heights

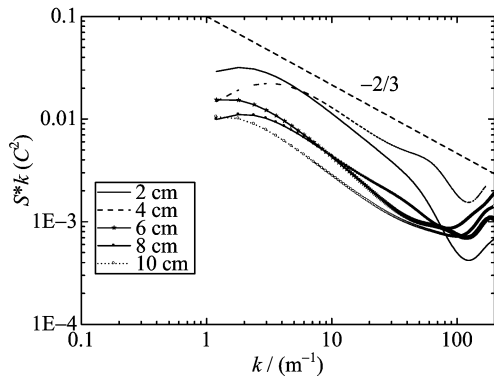


图 5 不同高度的水平温度的 AR 谱

Fig. 5 AR power spectral of temperature at 5 different heights

图 5 为前面实验测量得到的 5 个不同高度的水平温度起伏的 AR 谱. 横坐标为空间频率, 纵坐标为功率谱和频率的乘积. 由图 5 可以看到, 所有高度上的谱曲线都有一个峰. 由谱峰向高频部分移动, 所有高度上的谱密度都基本上符合“ $-2/3$ ”幂率. 仔细考察这 5 个不同高度测量得到的谱的特征可以发现, 这些特征与传感器高度的关系不是完全一致. 特别是高频部分, 谱密度和高度之间的对应关系比较复杂. 在高频部分的末端发生翘起的现象, 是传感器噪声的影响. 低频部分谱密度与测量高度具有明显的对应关系, 随着高度的增加谱密度逐渐减小, 其峰值频率也在发生变化. 这种随高度出现单调变化的特征说明高度是一个重要的控制因素. 峰值频率即对应温度场水平特征尺度. 因此为了进一步分析水平特征尺度的特点, 利用边界层的厚度对水平特征尺度进行归一化,

$$\lambda = \lambda_p / z_i \quad (6)$$

式中, λ_p 为谱峰所对应的波长. 同时也将传感器的高度利用边界层厚度进行归一化. 将归一化的水平尺度进行统计平均, 得到平均值随高度的变化, 如图 6 所示.

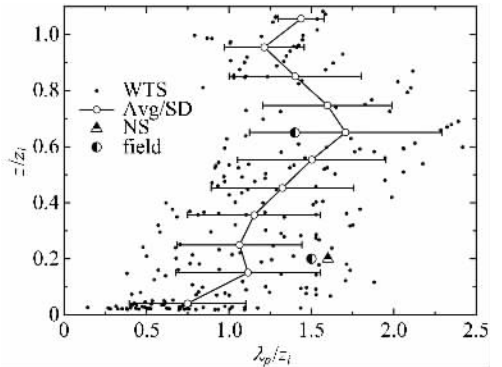


图 6 热泡结构的水平尺度随高度 z/z_i 的变化

Fig. 6 Variation of the normalized thermal horizontal scales with z/z_i

由图 6 可以看到, 在边界层底部归一化的水平尺度较小, 随着高度的增加, 归一化的水平尺度增加, 在边界层的中部, 水平尺度达到最大, 然后又逐渐减小. 在边界层的底部约 0.1 倍边界层厚度, 归一化的水平尺度最小, 平均值约为 0.75 倍边界层的厚度. 随着高度增加, 水平尺度增加, 约在 0.65 z_i 处达最大, 最大值约为 1.7 倍边界层厚度. 然后逐渐减小, 差不多在边界层顶部为最小, 最小值约为 1.2 倍 z_i .

图 6 也标出了野外观测和数值模拟的结果. 这里, 野外观测的结果来自于声雷达数据^[11]. 该结果是地面至 300 m 高度的平均值, 所以图 6 中对应野外观测的高度数值具有较大的误差. 另外一个实验数据也是来自于多普勒雷达的测量结果^[32]. 根据回波的强度确定热泡的结构, 利用探空资料和多普勒速度确定环境场. 这些外场观测实验结果都是在自由对流条件或近地面层不稳定且具有垂直风切变条件下获得的, 这些条件和水槽模拟也是比较接近的. 而数值模拟结果取自 Courault^[13] 利用大涡模拟得到的结果. 由图 6 也可以看到, 水槽模拟与数值模拟和野外观测结果是一致的.

3 结论和讨论

通过水槽模拟, 分析不同高度的水平温度数据获得了温度场的水平尺度的统计特征, 在边界层的

底部约 0.1 倍 z_i , 归一化的水平尺度最小, 约为 0.75 倍 z_i . 随着高度增加, 水平尺度增加. 约在 0.65 z_i 处达最大, 最大值约为 1.7 倍 z_i . 然后逐渐减小, 差不多在边界层顶部为最小, 最小值约为 1.2 倍 z_i .

根据实验结果, 得到图 7 所示的对流边界层对流热泡的示意图. 在边界层的底部, 对流热泡的空间尺度小, 随着高度的增加, 对流热泡逐渐合并形成直径较大的热泡. 这种合并也可以看成是小热泡与周围环境之间的混合, 界线变得模糊, 相邻热泡之间进而连接在一起. 从而造成在边界层中部, 对流热泡的直径达到最大值. 而在边界层的上部, 对流热泡受到夹卷的影响, 热泡又变得分立, 特征尺度变小. 在边界层的底部主要受下垫面加热的影响, 而在边界层的中上部主要受顶部夹卷的影响.



图 7 边界层对流热泡示意图

Fig. 7 A model of thermal

边界层热泡是我们了解边界层动力学特征的基础, 也是边界层数值模拟特别是大涡模拟的次网格参数化的需要^[34]. 但本文的模拟实验只考虑热对流的影响, 而在实际大气的环境中, 一般总会受到风速切变和热对流的共同影响. 这种影响可能会使得在实际大气中出现规则的水平对流滚卷 (organized horizontal convective roll). 观测研究表明, 热对流和风速切变是规则水平对流滚卷 (organized horizontal convective roll) 出现的条件. 当风速切变过小或下垫面热通量过大的时候, 水平对流滚卷不易出现. 利用激光雷达、风速仪以及探空仪器等进行野外测量表明, 水平滚卷的空间波长为边界层厚度的 2~6 倍^[35]. 如果处于本实现所讨论的自由对流的情况, 则只会形成随机的对流热泡结构^[32]. 风速切变和热对流的共同作用如何对边界层大涡产生作用是我们未来关注的问题.

参考文献 (References)

[1] Atkinson B W, Zhang J W. Mesoscale shallow

convection in the atmosphere [J]. *Reviews of Geophysics*, 1996, 34(4): 403-431.

[2] George S Y, David A R, Kristovich Mark R, et al. Rolls, streets, waves, and more: A review of quasi-two-dimensional structures in the atmospheric boundary layer [J]. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2002, 83(7): 997-1 001.

[3] Barthlott C D P, Fesquet C, Dubos T, et al. Long-term study of coherent structures in the atmospheric surface layer [J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2007, 125: 1-24.

[4] Kaimal J C, Wyngaard J C, Haugen D A, et al. Turbulence structure in the convective boundary layer [J]. *J Atmos Sci*, 1976, 33: 2 152-2 169.

[5] Lemone M A. The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer [J]. *J Atmos Sci*, 1973, 30: 1077-1091.

[6] Hardly A, Ottersten H. Radar investigations of convective pattern in the clear atmosphere [J]. *J Atmos Sci*, 1969, 26: 666-672.

[7] Fitzjarrald D E. A field observation of atmospheric free convection [J]. *J Appl Meteor*, 1976, 15: 259-263.

[8] Wilczak J M. Large-scale eddies in the unstably stratified atmospheric surface layer, Part I: Velocity and temperature structure [J]. *J Atmos Sci*, 1984, 41 (24): 3 537-3 550.

[9] Drobinski P, Brown R A, Flamant P H, et al. Evidence of organized large eddies by ground based Doppler lidar, sonic anemometer and sodar [J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 1998, 88: 343-361.

[10] Lothon M, Lenschow D H, Mayor S. Coherence and scale of vertical velocity in the convective boundary from a Doppler lidar [J]. *Boundary Layer Meteorology*, 2006, 121: 521-536.

[11] Fitzjarrald D E. Horizontal scales of motion in atmospheric free convection observed during the GATE experiment [J]. *J Appl Meteor*, 1978, 17: 213-221.

[12] Caughey S J, Palmer S G. Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer [J]. *Quart J R Met Soc*, 1979, 105: 811-827.

[13] Courault D, Drobinski P, Brunet Y, et al. Impact of surface heterogeneity on a buoyancy-driven convective boundary layer in light winds [J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2007, 124(3): 383.

[14] 袁仁民, 曾宗泳, 孙鉴泞. 对流水槽温度场和速度场的测量 [J]. *量子电子学报*, 2003, 20(3): 380-384.

[15] 刘罡, 孙鉴泞, 蒋维楣, 等. 城市大气边界层的综合观测研究: 实验介绍与近地层微气象特征分析 [J]. *中国科学技术大学学报*, 2009, 39(1): 23-32.

[16] 孙鉴泞, 蒋维楣, 李萍阳, 等. 对流边界层顶部夹卷速度

- 参数化的模拟研究[J]. 中国科学技术大学学报, 2003, 33(1):119-124.
- [17] Willis G E, Dearnorff J W. A laboratory model of the unstable planetary boundary layer[J]. *J Atmos Sci*, 1974, 31:1 297-1 307.
- [18] Dearnorff J W. Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Rayleigh convection[J]. *J Atmos Sci*, 1970, 27:1 211-1 213.
- [19] Snyder W H, R E Lawson Jr, Shipman M S, et al. Fluid modeling of atmospheric dispersion in the convective boundary layer [J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2002, 102:335-366.
- [20] Jeffrey C W, William H S, Robert E L Jr, et al. Experiments on buoyant plume dispersion in a laboratory convection tank [J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 102(3):367-414.
- [21] 张伯寅, 刘可器, 呼和敖德, 等. 过山气流对烟气干扰的水槽模拟实验研究[J]. *气象学报*, 1987, 45(2): 159-168.
- [22] Liu Heping, Zhang Boyin, Sang Jianguo, et al. A laboratory simulation of plume dispersion in stratified atmospheres over complex terrain[J]. *J Wind Eng Ind Aerodyn*, 2001, 89(1):1-25.
- [23] 袁仁民, 孙鉴泞, 姚克亚, 等. 大气边界层的室内模拟研究: 夹卷层温度场结构分析[J]. *大气科学*, 2002, 26(6): 773-780.
- [24] Liu Huizhi, Liang Bin, Zhu Fengrong, et al. A laboratory Model for the flow in urban street canyons induced by bottom heating [J]. *Advances in Atmospheric Sciences*, 2003, 20(4), 554-564.
- [25] 伍大洲, 孙鉴泞, 袁仁民, 等. 对流边界层高度预报方案的改进[J]. 中国科学技术大学学报, 2006, 36(10): 1 111-1 116.
- [26] 林恒, 孙鉴泞, 袁仁民. 对流边界层顶部夹卷层厚度特征及其参数化分析[J]. 中国科学技术大学学报, 2008, 38(1):50-56.
- [27] Luo Tao, Yuan Renmin, Wu Xuping, et al. A new parameterization of temperature structure parameter in entraining convective boundary layer [J]. *Opt Commun*, 2008, 281:5 683-5 686.
- [28] Hibberd M F, Sawford B L. Design criteria for water tank models of dispersion in the convective boundary layer [J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 1994, 67: 97-118.
- [29] 袁仁民, 马成胜, 范爱媛. 混合层顶覆盖逆温层变化规律研究[J]. 中国科学技术大学学报, 2003, 33(2): 247-252.
- [30] 袁仁民, 罗涛, 孙鉴泞. 对流边界层顶部光学湍流的室内模拟研究[J]. *光学学报*, 2006, 26(9):1 287-1 292.
- [31] 邹昆, 袁俊泉, 龚享铤, Matlab 6. X 信号处理[M]. 清华大学出版社, 2002:277.
- [32] Weckwerth T M, Wilson J W, Wakimoto R M, et al. Horizontal convective rolls: Determining the environmental conditions supporting their existence and characteristics[J]. *Monthly weather review*, 1997, 125:505-526.
- [33] Dearnorff J W, Willis G E, Stockton B M. Laboratory studies of the entrainment of a convective mixed layer [J]. *J Fluid Mech*, 1980, 100: 41-64.
- [34] Yong G S. Turbulence structure of the convective boundary layer, Part I: Variability of normalized turbulence statistics[J]. *Journal of the Atmospheric Science*, 1988, 45(4):719-735.
- [35] Drobinski P, Carlotti P, Newsom R, et al. The structure of the near-neutral atmospheric surface layer [J]. *J Atmos Sci*, 2004, 61(6):699-714.