

稳定分层流动中湍流统计特性和 输运特性的数值研究*

邱翔^{1,2}, 黄永祥¹, 卢志明¹, 刘宇陆¹

(1.上海大学上海市应用数学和力学研究所 上海 200072;

2.上海大学理学院数学系 上海 200444)

(我刊编委刘宇陆来稿)

摘要: 采用大涡模拟方法研究了上下两层温度不同的稳定分层湍流,主要对其中的湍流尺度特性、统计特性和湍流输运特性,以及标量场的时空演化进行了分析研究. 研究表明:浮力尺度沿流动方向先增加然后趋于某个稳定值,剪切越强,浮力尺度越大;翻转尺度沿流向也是逐渐增大,剪切越强,翻转尺度越大;统计特性的分析发现,在较大的区域内温度脉动的平坦因子都偏离 Gauss 分布,强分层条件下温度脉动的统计特性与速度脉动的统计特性有明显差别;湍流混合的过程开始于小尺度运动,最后扩展到大尺度运动.

关键词: 分层湍流; 湍流混合; 湍流输运; 湍流结构

中图分类号: O357.5 **文献标识码:** A

引言

分层流动是地球物理学研究领域中非常重要的流动,它广泛存在于海洋、大气边界层和陆地水体中. 近年来,由于环境问题日益突出,环境流动中湍流混合和输运的机理问题受到了越来越多的关注. 分层环境中湍流的发展、演化以及垂向输运过程同样成为湍流研究的一个重要分支,对分层湍流的研究,对预测和改善全球变暖的气候模式^[1],对海洋工程、海洋环境、水声学 and 军事应用等问题,对污染物扩散等环境问题,特别是在分层环境中的湍流混合以及标量扩散的预测等问题的研究具有重要意义. 除此之外,分层湍流的研究还关系到实际工程与工业应用领域中的流动,如化工、燃烧和冶金领域,化学反应流动和核反应等问题中也需要考虑分层的因素.

在过去的30年中,许多研究者对分层湍流的实验和数值模拟方面进行了卓有成效的研究,包括对其中湍流混合过程、能量传递、各向异性特征以及标量和动量的输运等问题的研究,具体内容可参考综述文献[2-6].

近年来有大量研究者对于分层湍流的直接数值模拟(DNS)研究,主要集中在对流场大尺

* 收稿日期: 2008-06-25; 修订日期: 2008-11-14

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10772110; 10742005); 上海市浦江计划资助项目

作者简介: 邱翔(1978—),男,山东临沂人,博士(E-mail: qixu@shu.edu.cn);

刘宇陆,教授,博士(联系人.Tel: +86-21-56332507; E-mail: ylliu@staff.shu.edu.cn).

度结构特性^[7-10]、局部结构的相互作用^[11-12]以及标量输运特性的研究^[8-9,13-14]。部分研究者也对分层湍流进行了大涡模拟研究,如 Kaltenbach 等^[15]主要对其中的逆梯度输运特性进行了描述,并建议在今后的分层湍流研究中充分考虑分子扩散的影响;董宇红等^[16]对底壁有温度振荡的热分层剪切湍流进行了大涡模拟研究,并对动力 SGS(subgrid-scale model)模型的适用性进行了考查。但是这些以往的研究主要关注于连续分层的情况,并且至今对于 DNS 应用于高 Pr 数的分层湍流研究仍存在关于空间分辨率的争论。

在我们之前的研究中^[17],主要研究了湍流速度和温度的脉动特性,湍流混合层的发展演化和湍动能及湍势能的演化,以及剪切和分层对湍流结构的影响等问题。本文是以上工作的继续,我们主要关心的是湍流统计特性和输运特性,温度场的结构特性以及混合过程中湍流长度尺度的演化等问题。

1 物理模型和数值方法

1.1 物理模型

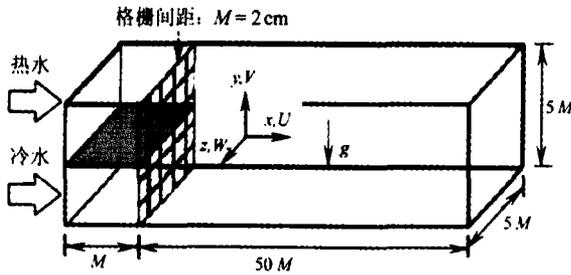


图1 计算的物理模型

本文稳定分层格栅湍流流场的整个计算区域如图1所示,其中流向、展向和垂向的长度分别是 $102\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ ($51M \times 5M \times 5M$, M 为格栅的间距)。本文将格栅也放进计算域中,位置为距进口 0.02 m 处,两层密度不同的水由左侧入口进入。

1.2 控制方程

滤波后,控制方程(包括连续性方程、

动量方程和温度输运方程)如下:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + g_i \frac{\rho}{\rho_r}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{T})}{\partial x_j} = \alpha \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_j^2} + \frac{\partial \bar{q}_j}{\partial x_j}, \quad (3)$$

这里上标“-”代表滤波后的变量,

$$\tau_{ij} = R_{ij} - \delta_{ij} \frac{R_{kk}}{3}, \quad R_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j, \quad q_j = \overline{T u_j} - \bar{T} \bar{u}_j, \quad \bar{P} = \frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{R_{kk}}{3}, \quad (4)$$

对亚格子尺度湍流应力项采用的 Smagorinsky-Lilly 模型进行模拟。式中 u_i 表示速度分量, p 为压力(已与密度相除), ρ 为密度, ρ_r 为环境密度, T 表示温度, u'_i 和 θ 分别为脉动速度分量及脉动温度, g_i 是重力加速度, ν 和 α 分别为水的运动黏性系数及热扩散系数。

状态方程

$$\rho = \rho_r (1 - \beta(T_r) T_r + \beta(T) T), \quad (5)$$

状态方程中各分量分别为

$$\rho_r = a_0 + \bar{\beta}(T_r) T_r, \quad (6)$$

$$\beta(T_r) = \frac{\bar{\beta}(T_r)}{\rho_r}, \quad \beta(T) = \frac{\bar{\beta}(T)}{\rho_r}, \quad (7)$$

$$\bar{\beta}(T) = (67\,939.5 - 9\,095.3 T + 100.2 T^2 - 1.12 T^3 + 6.54 \times 10^{-3} T^4) \times 10^{-6}, \quad (8)$$

式中, a_0 是常数, T_r 为参考温度, 取为环境水温。

1.3 初边值条件

本文计算网格为 197 万。给定的初始条件包括, 初始速度分布 $U(z)$ 为根据平均速度推算的二次曲线剖面, 初始湍流度为 15%; 温度分布 $T(z)$ 根据工况而定, 其中主要有 3 种情况, 即温差为 0 K, 5 K, 10 K, 以得到上下两层间断的温度分布。本文采用速度进口边界时, 流动的随机变量在各个速度分量上迭加随机扰动。出口采用无反射边界条件。

由于本文中特别关心的流动区域为中心区的混合层, 因此没有对槽道的前、后、上、下壁面进行特殊处理, 均采用无滑移、无穿透速度边界条件。

时间项采用的二阶精度的隐式格式离散, 时间步长为 0.002 s。动量方程的空间离散采用二阶精度的中心差分格式, 温度方程的空间离散则采用二阶精度的迎风格式。本文计算采用了 CFD-fluent 并行版, 边界条件采用 UDF(user defined function) 给出, 后处理采用 Matlab 和 Fortran 编程完成。

1.4 计算工况

本文计算工况(见表 1)主要分为 3 类, 第 1 类为没有分层只有剪切的 3 个工况(编号 Sh), 第 2 类为上下两层温度差为 5 K 的弱分层情况(编号 St(1)), 第 3 类为上下两层温度差为 10 K 的强分层情况(编号 St(2))。为方便比较, 上下两层的平均速度 (\bar{U}) 固定在 0.125 m/s, 基于格栅长度的 Reynolds 数 ($Re_M = \bar{U}M/\nu$) 为 2 500。

表 1 数值模拟工况列表

编号	平均速度 $\bar{U}/(\text{m/s})$	速度差 $\Delta\bar{U}/(\text{m/s})$	温度差 $\Delta T/\text{K}$	格栅 Reynolds 数 Re_M	
1	Sh-I	0.125	0.0	0	2 500
2	Sh-II	0.125	0.02	0	2 500
3	Sh-III	0.125	0.05	0	2 500
4	St(1)-I	0.125	0.0	5	2 500
5	St(1)-II	0.125	0.02	5	2 500
6	St(1)-III	0.125	0.05	5	2 500
7	St(2)-I	0.125	0.0	10	2 500
8	St(2)-II	0.125	0.02	10	2 500
9	St(2)-III	0.125	0.05	10	2 500

1.5 计算结果的验证

为了验证本文计算中采用的模型和方法的正确性, 我们首先对已有的实验模型进行了数值模拟, 并对基本的结果进行了分析比较。

本部分验证主要采用温度场的的数据, 图 2 给出了本文计算结果与 Komori 和 Nagata^[13] 的实验结果进行的对比验证。此处共比较了两个位置, 即 $x/M = 14, 20$, 比较的量为以上两层温度差为标准进行无量纲化的温度, 可以发现, 计算结果与实验结果基本吻合。

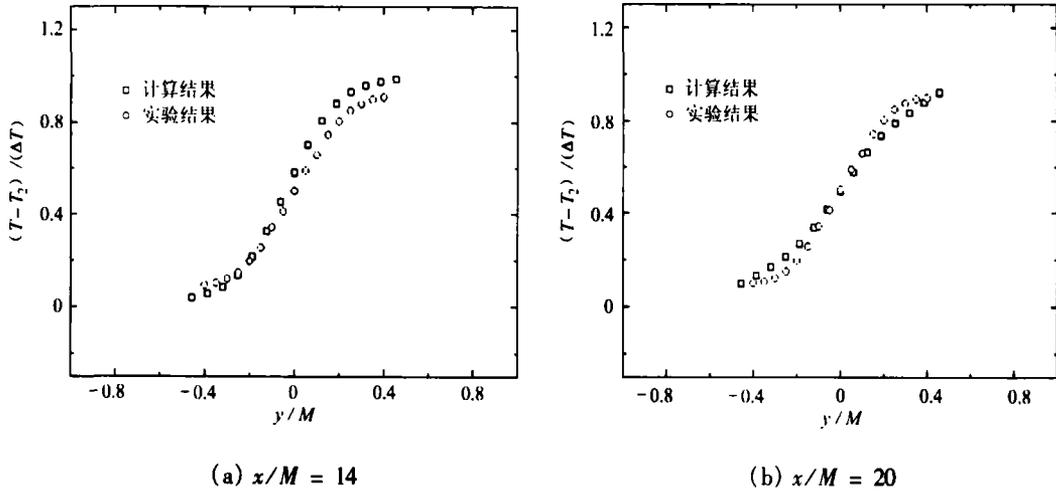


图2 计算结果与实验结果的比较

2 计算结果与讨论

2.1 尺度特性

特征长度尺度在大多数时候可以很好地帮助我们进一步了解湍流特性,特别是复杂湍流中涡结构的特征以及流体微团的运动特征。同样分层湍流由于其中含有不同密度流体的混合过程而衍生出了许多可以对不同运动特征进行刻画的特征长度,由于这些尺度都具有非常明确的物理意义,因而在分层湍流的研究中被广泛关注。

分层流动中,除了惯性力,浮力是另一个研究的重点。通常流场中浮力作用的强弱,是由 Brunt-Vaisala 频率,又称浮力频率 $N = [-(g/\rho_0)(\partial\rho/\partial y)]^{1/2}$ 或 $N' = [-(g/T_0)(\partial T/\partial y)]^{1/2}$ 来表征的^[18]。在连续分层流动中,浮力频率变化比较缓慢,但是在间断分层流动中,浮力频率的变化会受到两层流体之间混合的强烈影响。

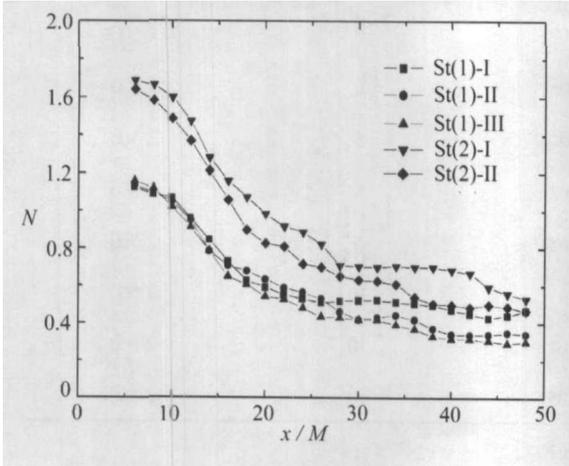


图3 浮力频率沿流向的演化

图3给出了中心线上浮力频率沿流向的演化,可以发现浮力频率沿流向是逐渐减小的,这说明随着流动的混合和湍流的衰减,浮力作用也是逐渐衰减的。而且两层温度差越大,在相同位置的浮力频率就越大,但是最终它们都有减小到相同量级并趋于稳定值的趋势。同时可以发现平均剪切对浮力频率的影响并不明显,但是在强剪切的时候浮力频率减小得更快。

一个流体微团在从平衡位置 y_0 移动到另一个位置 $y_0 + \zeta$ 时,其单位体积上势能的变化

为

$$\Psi = -\frac{1}{2} g \zeta^2 \frac{d\rho}{dy} \Big|_{y_0} = \frac{1}{2} \rho(y_0) \zeta^2 N^2, \tag{9}$$

其中, g 为重力加速度, N 为前文中提到的浮力频率。对于同样湍流场,位置 y_0 处流体微团的垂向湍动能分量为

$$\bar{K} = \frac{1}{2} \bar{\rho} (y_0) v^2, \tag{10}$$

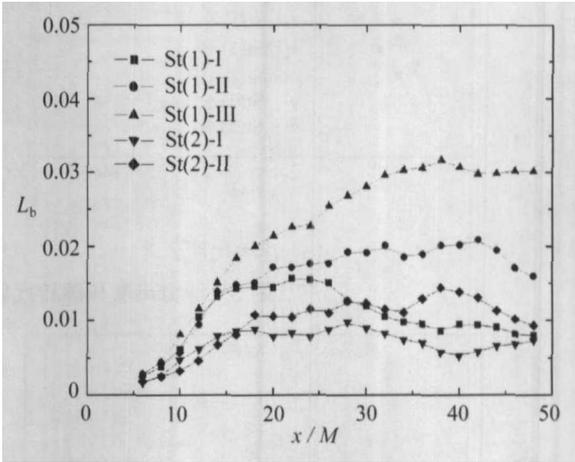
这里, v 为垂向脉动速度. 如果这些流体微团从位置 y_0 移动到位置 $y_0 + \zeta$, 需要把全部动能转化为势能, 因此就有 $\Psi = \bar{K}$, 即

$$\zeta = \left(\frac{v^2}{N^2} \right)^{1/2} = \frac{v'}{N}. \tag{11}$$

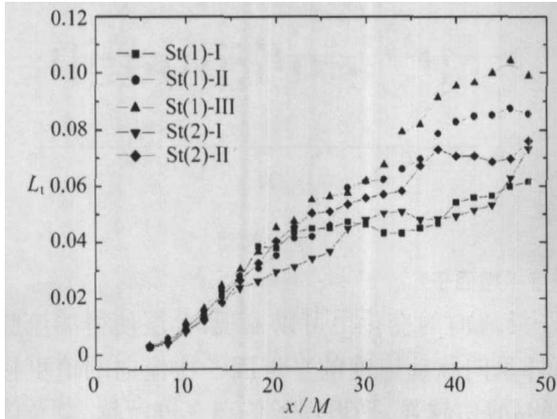
定义 ζ , 即流体微团从平衡位置出发, 到将垂向动能全部转化为势能时所经过的距离为浮力尺度, 表示为 L_b , 即 $L_b = \zeta = v'/N$. 其中 v' 表示垂向脉动速度的均方根.

同样地, 可以定义 $L_t = \theta'/\beta$ 称为翻转尺度或湍流尺度, 表征流体微团在返回平衡位置之前所走过的最大位移, 其中 θ' 为脉动温度的均方根, $\beta = dT/dz$ 为垂向的温度梯度.

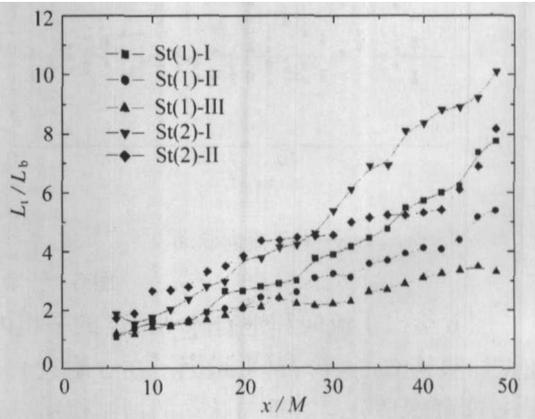
图 4(a)和图 4(b)给出了浮力尺度和翻转尺度沿流向的演化. 可以发现浮力尺度总是先增加然后趋于某个稳定值. 在相同位置, 剪切越强, 浮力尺度越大; 但是分层越强, 浮力尺度却更小, 这是因为由于受到剪切的影响使得垂向脉动速度先增强, 然后随流动发展减弱^[17], 最终 v' 的衰减速度基本与浮力频率同步. 同样地, 翻转尺度也是沿流向逐渐增大, 总体来讲剪切越强翻转尺度越大. 同时将垂向坐标变为对数坐标之后(图 5), 我们清楚地可以发现浮力尺度和翻转尺度的演化过程中都存在两个线性的演化区域, 两个区域的交界



(a) 浮力尺度



(b) 翻转尺度



(c) L_t/L_b

图 4 浮力尺度和翻转尺度及其比值沿流向的演化

点大约在 $x/M = 15$, 这与我们之前得到的混合层的演化规律中的交界点 ($x/M > 20$) 相比大大提前了^[17], 可能的原因是混合层的演化规律反映的平均量的演化, 而湍流尺度则反映了脉动量的演化规律.

根据 Yoon 和 Warhaft^[19] 的研究, 随着 L_t/L_b 的增大, 浮力效应就越明显, 本文的结果与之符合较好, 翻转尺度和浮力尺度的比值在强分层的情况下值更大(图 4(c)); 但是相比较而言, 在相同分层条件下, 剪切越强, 翻转尺度与浮力尺度的比值越小.

2.2 统计特性

平坦因子和偏斜因子是刻画湍流统计特性的重要的特征量,对于 Gauss 分布而言,偏斜因子等于 0,而平坦因子等于 3. 但是对于湍流而言,概率密度分布是偏离 Gauss 分布的. 一般说来,平坦因子刻画了概率密度函数的平坦程度,而湍流场的平坦因子一般都大于 3. 应该注意的是,平坦因子越大,间歇因子越小,也就是说湍流的间歇性越强.

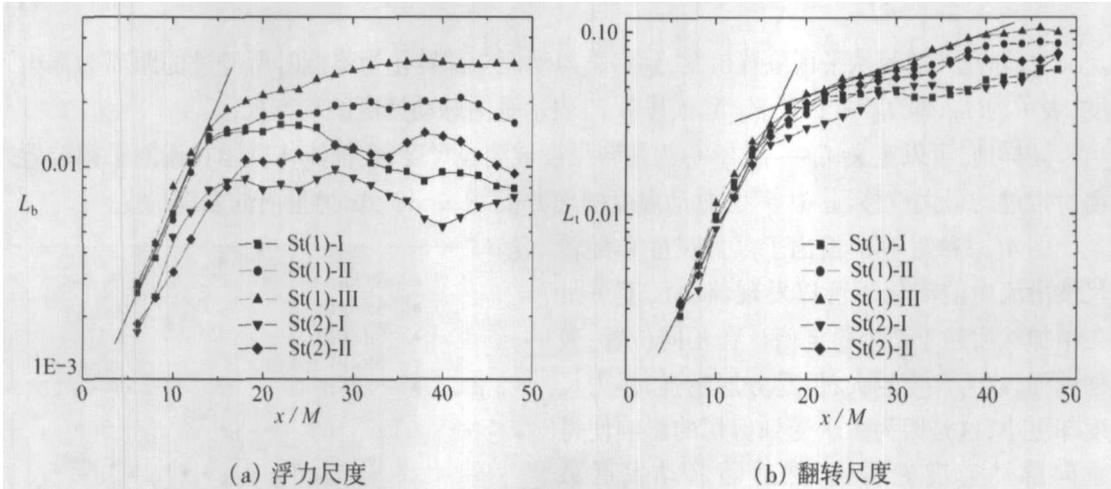


图 5 浮力尺度和翻转尺度的演化(垂向为对数坐标)

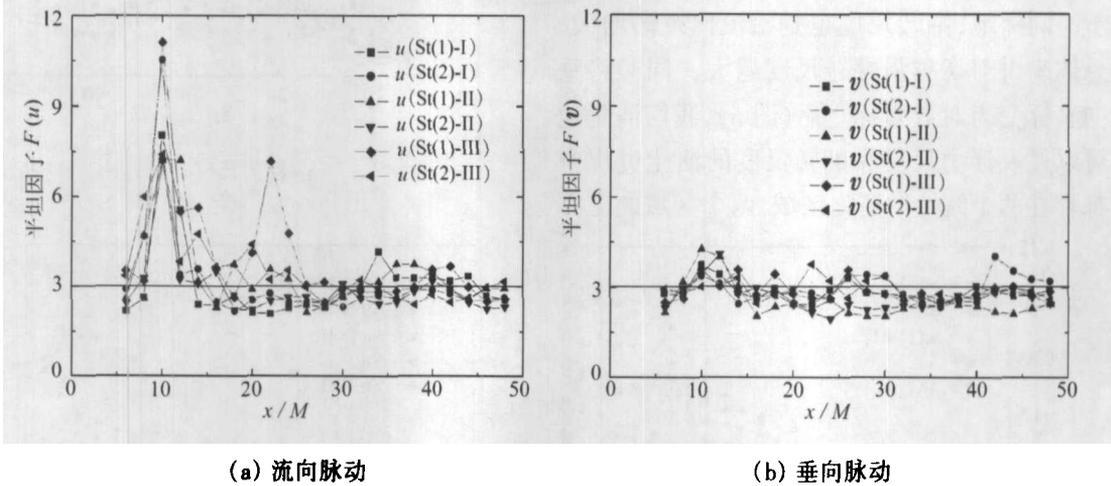


图 6 脉动速度平坦因子

图 6 给出了流向和垂向脉动速度的平坦因子沿流向的变化. 可以发现,分层使得湍流脉动更加服从 Gauss 分布(平坦因子在 3 附近),另外垂向脉动速度的平坦因子比流向的值更接近 3,这可能是分层对垂向脉动的抑制作用导致的;剪切越强,平坦因子偏离 3 也就越大;总体来说平坦因子在离格栅较近的区域 ($x/M = 10$ 附近)远远地偏离了 Gauss 分布,而在 $x/M > 20$ 后的流动区域基本较好地符合了 Gauss 分布. 图 7 给出的偏斜因子的结果基本上也显示了与平坦因子一致的结果.

图 8 给出了脉动温度的平坦因子和偏斜因子的流向演化结果. 可以发现在较大的区域内温度脉动的平坦因子都是偏离 3 的,虽然最后其变化的趋势是接近 3 的. 偏斜因子的结果则与平坦因子结果有些差别,偏斜因子在大部分区域内偏离 0 值较小. 另外可以发现温度脉动的统计特性并不完全与速度脉动的统计特性相同,这也从另一个角度反映了温度不是被动标量,温度的扩散并不完全由流场来控制.

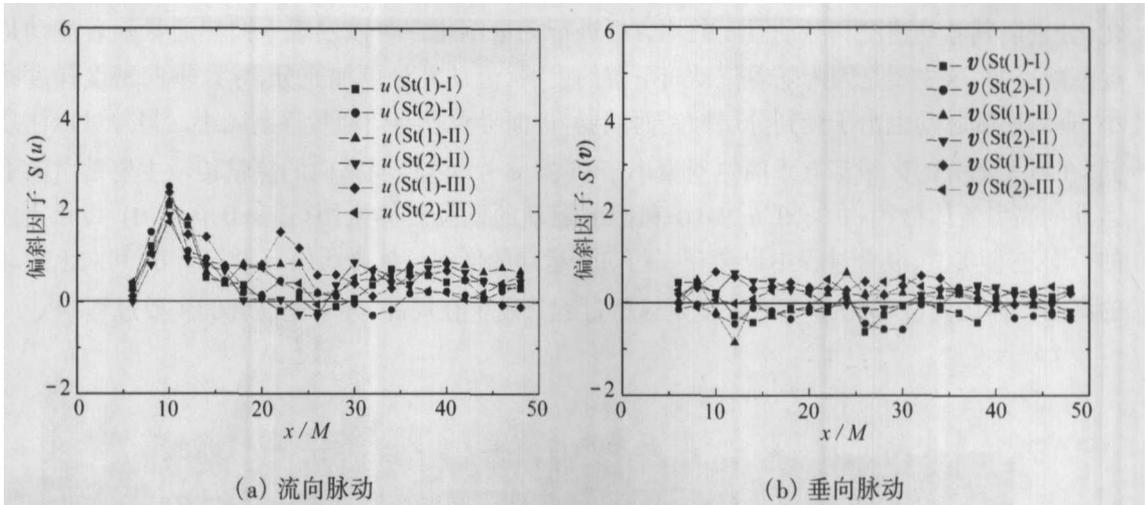


图7 脉动速度的偏斜因子

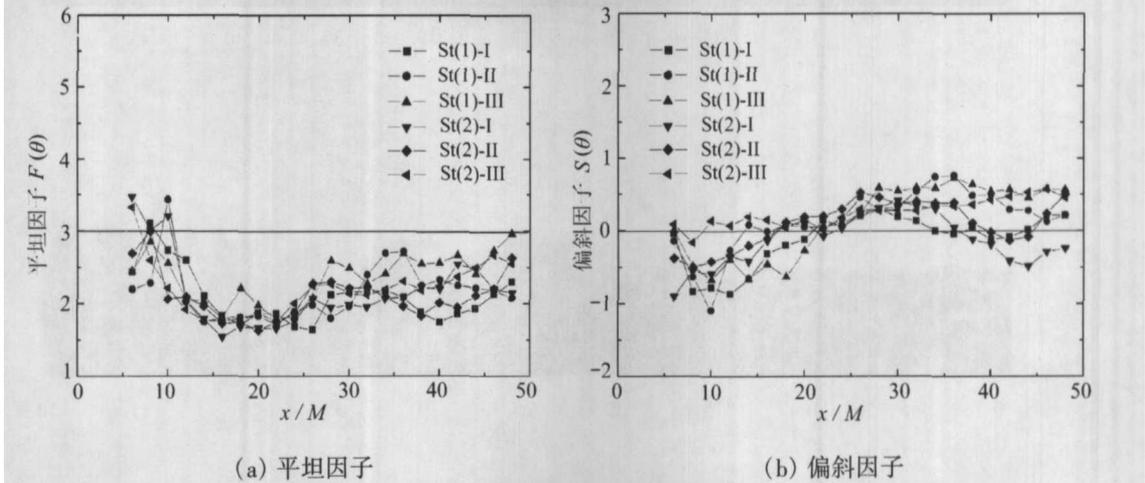


图8 脉动温度的平坦因子和偏斜因子

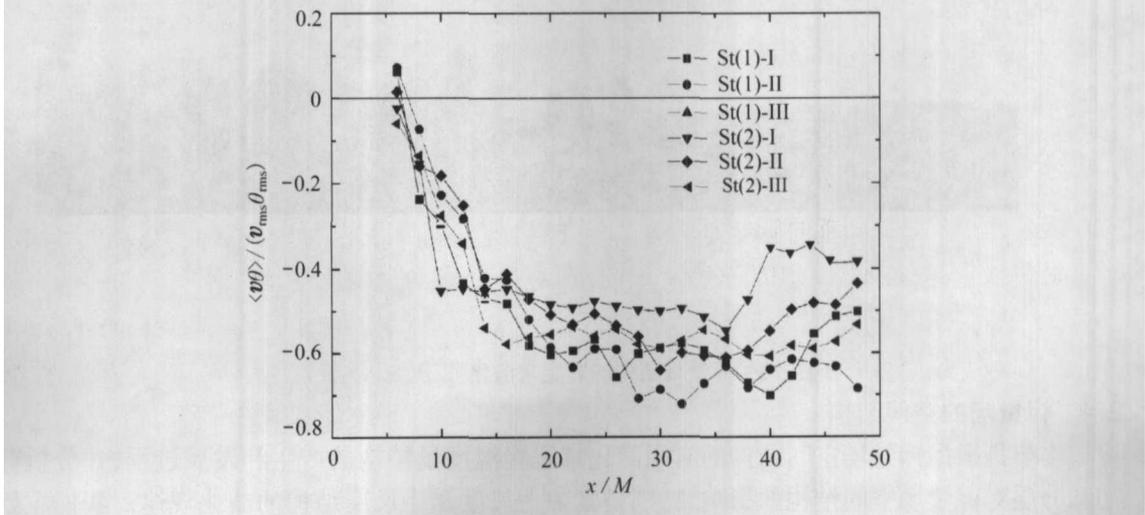


图9 垂向热通量沿流向的演化

2.3 垂向热量输运

标量的输运问题一直是分层湍流中的一个重要研究方面。图9给出了垂向热通量的演

化,分别以其脉动速度和脉动温度的均方根进行无量纲化.可以发现垂向热通量随着流动是逐渐减小的,这主要是因为随着流动向下游的发展,流动混合更加充分,导致垂向密度梯度减小,垂向速度脉动也由于受到分层抑制而减弱,进而导致垂向热通量逐渐减小.另外可以注意到,在绝大部分的区域都有垂向热通量小于0($\overline{v\theta} < 0$),这说明垂向的热量传输主要是由向下运动的高温流体微团($v < 0, \theta > 0$)和向上运动的低温流体微团($v > 0, \theta < 0$)共同完成的^[7,13].事实上,混合过程中也会有一些向下运动的低温流体微团($v < 0, \theta < 0$)和向上运动的高温流体微团($v > 0, \theta > 0$),但是这些过程只发生在局部,并不是混合的主要过程^[13].

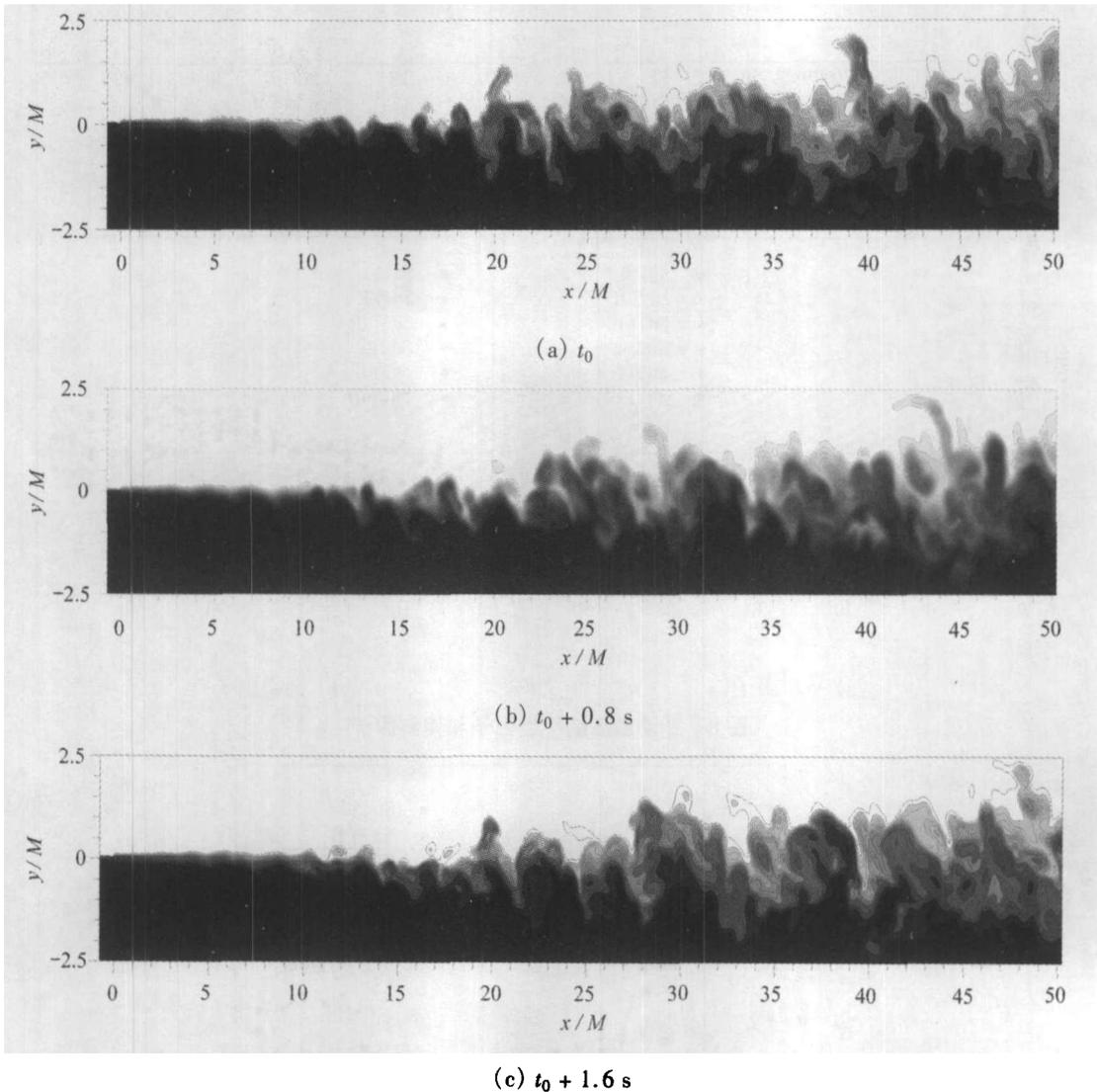


图10 标量场结构的非定常演化(工况 St(1)-Ⅲ)

2.4 标量场的空间结构

本节是根据标量场空间结构的时间演化来解释温度场结构的产生和发展过程,并分析剪切和分层对标量场空间结构的影响,特别是其中大尺度和小尺度结构的演化规律.我们主要选取了两种计算条件,

St(1)-Ⅲ($\Delta T = 5 \text{ K}, \Delta U = 0.05 \text{ m/s}$)和 St(2)-Ⅲ($\Delta T = 10 \text{ K}, \Delta U = 0.05 \text{ m/s}$)对其结果进行了比较分析.

图10给出了弱分层强剪切条件下温度场的非定常演化过程,其中深色表示下层低温流

体, 浅色表示上层高温流体, 混合后流体颜色的深浅直接对应于流体的温度. 图 10(a)和图 10(b)及图 10(c) 分别表示 3 个相差 0.8 s 的时刻温度场的演化图. 可以发现在混合过程中, 上下两层高温和低温流体的大尺度结构互相交错, 并且它们之间的温度差并不是缓慢变化的, 而是具有很大的温度梯度. 同时可以发现, 湍流混合的过程中首先开始的并不是上下两层的大尺度结构之间的混合, 而是夹杂在大尺度结构之间的小尺度运动首先得到混合, 并随着流动向下游的发展而扩展到大尺度之间的混合, 使得两层流体之间的混合更加充分.

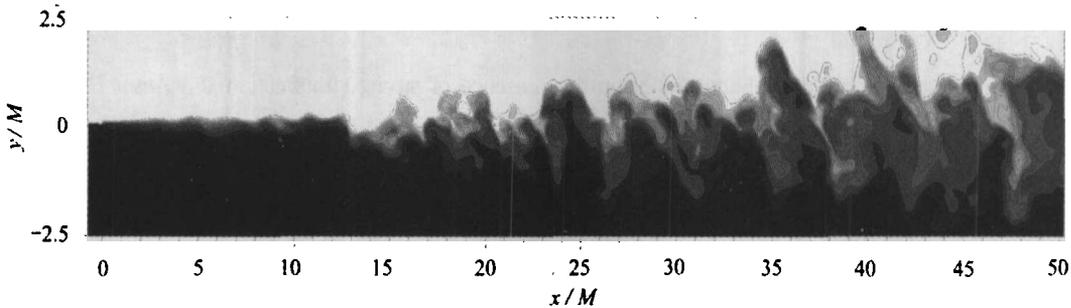


图 11 标量场结构的非正常演化(工况 St(2)-III)

比较不同剪切和分层条件的工况(图 11)可以发现, 大尺度结构由于受剪切效应的影响而呈现倾斜状, 给出了强分层情况下某时刻温度场的空间结构, 与弱分层情况相比较, 可以发现分层更加抑制小尺度结构.

3 结 论

本文是在我们之前研究^[17]的基础上进行的, 主要是采用大涡模拟对稳定分层湍流进行了研究, 此前我们主要研究了湍流速度和温度的脉动特性, 湍流混合层的发展演化和湍动能和湍势能的演化, 以及剪切和分层对湍流结构的影响等问题, 本文主要关注于分层湍流场的尺度特性、统计和输运特性、标量场的空间结构及其演化, 主要考虑了分层和剪切两种因素对湍流特性的影响. 得到的主要结果如下:

浮力尺度总是先增加然后趋于某个稳定值, 剪切越强, 浮力尺度越大; 但是分层越强, 浮力尺度却更小; 翻转尺度也是沿流向逐渐增大; 并且分层越强, 湍流尺度与浮力尺度的比值越大, 但是剪切越强其比值越小.

分层使得湍流脉动更加服从 Gauss 分布(平坦因子在 3 附近), 另外由于分层对垂向脉动的抑制作用, 垂向脉动速度的平坦因子比流向的值更接近 3; 剪切越强, 平坦因子偏离 3 也就越大; 温度脉动的平坦因子在较大的区域内都是偏离 Gauss 分布的, 温度脉动的统计特性并不完全与速度脉动的统计特性相同, 这也从另一个角度反映了温度不是被动标量, 温度的扩散并不完全由流场来控制.

通过温度场的结构的演化可以发现在混合过程中, 上下两层高温和低温流体的大尺度结构互相交错, 并且它们之间的温度差并不是缓慢变化的, 而是具有很大的温度梯度; 湍流混合的过程中首先开始的并不是上下两层的大尺度结构之间的混合, 而是夹杂在大尺度结构之间的小尺度运动首先得到混合, 并最终随着流动向下游的发展而扩展到大尺度之间的混合并最终而使得两层流体之间的混合更加充分; 同时在强分层情况下, 温度场的小尺度结构受到明显抑制.

致谢 作者首先感谢上海超级计算中心提供的并行计算资源, 其次感谢李萍工程师在并

行计算中给予的技术支持,同时作者也感谢上海浦江计划对本课题的资助。

[参 考 文 献]

- [1] Hansen J, Russell G, Lacis A, *et al.* Climate response times: dependence on climate sensitivity and ocean mixing[J]. *Science*, 1985, **229**(4716): 857-859.
- [2] Hopfinger E J. Turbulence in stratified fluids; a review[J]. *J Geophys Res*, 1987, **92**(C5): 5287-5303.
- [3] Fernando H J S. Turbulent mixing in stratified fluids[J]. *Annu Rev Fluid Mech*, 1991, **23**(1): 455-493.
- [4] Riley J J, Lelong M P. Fluid motion in the presence of strong stratification[J]. *Annu Rev Fluid Mech*, 2000, **32**(1): 613-657.
- [5] Peltier W R, Caulfield C P. Mixing efficiency in stratified shear flows[J]. *Annu Rev Fluid Mech*, 2003, **35**(1): 135-167.
- [6] Ivey G N, Winters K B, Koseff J R. Density stratification, turbulence, but how much mixing? [J]. *Annu Rev Fluid Mech*, 2008, **40**: 169-184.
- [7] Gerz T, Schumann U, Elghorashi S E. Direct numerical simulation of stratified homogeneous turbulent shear flows[J]. *J Fluid Mech*, 1989, **200**: 563-594.
- [8] Holt S E, Koseff J R, Ferziger H. A numerical study of the evolution and structure of homogeneous stably stratified sheared turbulence[J]. *J Fluid Mech*, 1992, **237**: 499-539.
- [9] Jacobitz F G, Sarkar S, Atta C W V. Direct numerical simulation of turbulence evolution in a uniformly sheared and stably stratified flow[J]. *J Fluid Mech*, 1997, **342**: 231-261.
- [10] Shih L H, Koseff J R, Ferziger J H, *et al.* Scaling and parameterization of stratified homogeneous turbulent shear flow[J]. *J Fluid Mech*, 2000, **412**: 1-20.
- [11] Gerz T, Howell J, Mahrt L. Vertex structures and microfronts[J]. *Phys Fluids*, 1994, **6**: 1242-1251.
- [12] Diamessis P J, Nomura K K. Interactions of vorticity, rate-of-strain and scalar gradient in stratified homogeneous sheared turbulence[J]. *Phys Fluids*, 2000, **12**: 1166-1188.
- [13] Komori S, Nagata K. Effects of molecular diffusivities on counter-gradient scalar and momentum transfer in strongly stable stratification[J]. *J Fluid Mech*, 1996, **326**: 205-237.
- [14] Nagata K, Komori S. The difference in turbulent diffusion between active and passive scalars in stable thermal stratification[J]. *J Fluid Mech*, 2001, **430**: 361-380.
- [15] Kaltenbach H J, Gerz T, Schumann U. Large-eddy simulation of homogeneous and diffusion in stably stratified shear flow[J]. *J Fluid Mech*, 1994, **280**: 1-40.
- [16] Dong Y H, Lu X Y, Zhuang L X. Large eddy simulation of thermally-stratified turbulent channel flow with temperature oscillation on the bottom wall[J]. *J Hydrodyn, Ser B*, 2004, **16**(1): 34-38.
- [17] Qiu X, Zhang D X, Lu Z M, *et al.* Turbulent mixing and evolution in a stably stratified two-layer fluid[J]. *J Hydrodyn, Ser B*, 2009.
- [18] Turner J S. *Buoyancy Effects in Fluids*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1973.
- [19] Yoon K, Warhaft Z. The evolution of grid-generated turbulence under condition of stable thermal stratification[J]. *J Fluid Mech*, 1990, **215**: 601-638.

Large Eddy Simulation of Turbulent Statistical and Transport Properties in Stably Stratified Flows

QIU Xiang^{1,2}, HUANG Yong-xiang¹, LU Zhi-ming¹, LIU Yu-lu¹

- (1. *Shanghai Institute of Applied Mathematics and Mechanics, Shanghai University, Shanghai 200072, P. R. China;*
2. *Department of Mathematics, School of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, P. R. China*)

Abstract: Three dimensional large eddy simulation (LES) was performed in the investigation of stably stratified turbulence with a sharp thermal interface. Main results are focused on the turbulent characteristic scale, statistical properties, transport properties, and temporal and spatial evolution of the scalar field. Results show that the buoyancy scale increases first, and then goes to a certain constant value. The stronger the mean shear, the larger the buoyancy scale. The overturning scale increases with the flow, and the mean shear improves the overturning scale. The flatness factor of temperature departs from the Gaussian distribution in a fairly large region, and its statistical properties are clearly different from those of the velocity fluctuations in a strong stratified case. Turbulent mixing starts from small scale motions, and then extends to large scale motions.

Key words: stratified turbulence; turbulent mixing; turbulent transport; turbulence structure