

# 分层流体中栅格湍流的特性<sup>1)</sup>

柳筠年 贾复 陈学武 郑彩云

(中国科学院力学研究所)

**提要** 本文考察了分层流体中栅格湍流衰减和演化过程的细节,通过对空间场的信息二维图象处理,获得了湍流动能、耗散率、功率谱及多种湍流尺度等主要湍流特征量。结果显示层结加速了湍流垂直动能的衰减,而水平动能的衰减几乎很少受影响。流场各特征量与前人结果也符合得较好。

**关键词** 分层流,栅格湍流,图象处理

## 一、引言

海洋湍流是海水内各主要尺度上动量、热量和质量输运过程的主宰者,也是海水与大气间各种输运过程的主要控制因素。海洋湍流(这里主要指小尺度湍流)的状态——生成、演化及衰亡情况——关系着许多重要的实际问题,如混合层深度与水温分布有关,水气界面上的输运、温盐分布和精细结构关系海水的水声特性,海水内的输运又与水生物生存环境相联系等。鉴于上述诸方面原因,近 20 年来海洋湍流已成为现代物理海洋学的重要研究领域之一。

海水的垂直稳定分层使海洋湍流具有与均质流体湍流明显不同的特征。因此从基本实验研究入手,考察分层流体中湍流的各种行为成了倍受重视的问题。通过大量场的观测、理论与实验研究,主要结果如 Gibson<sup>[1]</sup>、Stillinger 等<sup>[2]</sup>和 Hopfinger<sup>[3]</sup>所指出的,分层流体中湍流的行为及其演化可以归结为三个阶段,即均匀各向同性湍流的第 I 阶段,这是湍流发生的初期,其行为与均质流体中均匀各向同性湍流相似;湍流与内波共存的第 II 阶段,由于层结作用,湍流向非均匀转变为有固有特征的运动,对这一转变的临界时间  $t_c$  的研究与确定已有较好的一致结论;当湍流由于层结作用而完全被抑制时,这是以内波运动主宰的第 III 阶段,又称为“化石湍流”阶段。显然上述的第 II 阶段集中了分层流湍流的主要特征。

Dickey<sup>[4]</sup>、stillinger<sup>[2]</sup>、Bitter<sup>[5]</sup>、Browand<sup>[6]</sup>、Itswieier<sup>[7]</sup> 以及 Liu<sup>[8]</sup> 在他们各自的实验系统中,虽然获得了分层流湍流特性的一些重要结果,然而由于问题本身的复杂性,湍流特征的某些方面尚不清楚,或诸结果间还存在着不协调。例如,在层结开始对湍流作用的第 II 阶段中 ( $t > t_c$ ),预期湍流速度将以较大的速率衰减,而在[2]和[4]的结果中,湍流速度衰减反小于对应情况下的非层结流体。又如仍是在第 II 阶段中,层结作用首

1) 国家自然科学基金资助项目。

本文于 1989 年 11 月 10 日收到,1990 年 5 月 26 日收到修改稿。

先表现为湍流的坍塌 (collapse), 这虽然在锋面的阴影观察中看得比较清楚 (如 [6] 和 [8]), 但湍流水体内的流型和结构尚不清楚。另外在文 [2] 和 [7] 中给出了层结对湍流耗散率、功率谱等的影响的结果, 然而他们是用热膜探头在栅格下游若干位置测量得到的, 而未给出空间场的分布。

本文介绍的实验研究旨在对上述几个尚不很清楚的问题进行进一步的探索。

## 二、实验系统与技术

实验是在一小型拖曳分层流水槽中完成的, 水槽尺寸为  $25 \times 30 \times 250 \text{cm}$ 。采用双罐法配制的溶液以建立任意线性密度分布的实验流体系统。在侧壁沿水深方向开有直径  $1 \text{mm}$ 、间距  $3 \text{cm}$  的采样小孔, 由小孔采集的流体用阿贝折射率仪测得当地的密度值, 并由此计算层结的特征参数——Brunt-vaisala 频率  $N$ ,  $N = [(\partial\rho/\partial z)g/\rho]^{1/2}$ , 其中  $g$  为重力加速度,  $\rho$  为流体的平均密度,  $\partial\rho/\partial z$  为沿水深的平均密度梯度, 本实验中  $N$  值范围为  $0.4 \sim 0.9 \text{rad/s}$ 。栅格为方形截面 ( $1 \times 1 \text{cm}$ ) 的铅直条状组合, 条间距的目尺度  $M = 4 \text{cm}$ , 阻塞系数  $\sigma = 0.25$ , 栅格安装于有导轨的小型拖车架上, 由无级调速电机驱动沿水槽纵向作匀速运动, 平均速度为  $U = 18 \sim 25 \text{cm/s}$ 。以栅格尺寸为特征长的 Reynolds 数  $Re_M (=UM/\nu)$  范围是  $7200 \sim 10000$ , 整个实验系统如图 1 所示。

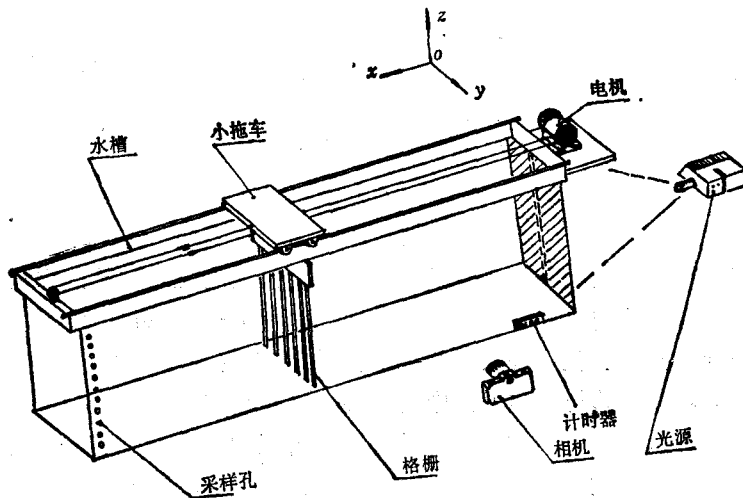


图 1 拖曳栅格分层流水槽实验系统图

实验采用类似 [4] 和 [8] 中的流场测量技术, 即粒子示踪流动显示和流场二维图象处理技术。示踪粒子为 50 目 (约  $\phi 0.5 \text{mm}$ ) 的白色塑料小球, 经特殊处理后其比重与实验溶液相当, 达到线性密度分层的溶液中粒子能均匀地中性悬浮, 其时间响应约在  $70 \sim 90 \text{Hz}$ , 在实验范围内具有良好的跟随性。片光源是普通幻灯机加狭缝产生约  $0.5 \sim 1.0 \text{cm}$  的准平行光束, 片光源从水槽的一端照射到纵向中心剖面 ( $x-z$  面) 上, 一架带自动卷片器的 135 相机连续拍摄记录该平面的流场, 为使粒子轨迹记录为一适当短直线, 曝光时间控制在  $1/4 \sim 2$  秒。标识粒子运动的方向我们采用简便可靠的同步闪光技术, 替代了通常用凸轮或转鼓等的机械同步机构的办法<sup>[9]</sup>, 获得的粒子轨迹形如大头针, 大头一端指示运动的

起始点, 轨迹的指向即为流场中一点瞬时速度向量。一个自制的暗场时钟实时记录了每帧图片的流场演化时刻  $t$ , 对于每种实验条件平均按时间序列拍摄 15~20 帧照片。

将每帧图片上的粒子轨迹(平均不少于 500 个)通过数字化仪输入微机 IBM-PC/AT 系统, 操作以手工逐点输入轨迹的首末端, 得到流场的原始信息数组。实际上对于均匀和分层流湍流演化的短周期内的 (I、II 阶段) 每帧图片, 我们均视同空间均匀场来作统计处理, 即在本文考察的  $x-z$  平面(二维场)得到的图片中对所有轨迹进行采样统计平均, 再根据下述的关系式确定湍流场的各特征量(以水平分量为例, 垂直分量同):

$$\left. \begin{aligned} \text{瞬时速度 } \tilde{u} & \quad \tilde{u}_i = \Delta x_i / \Delta t \\ \text{平均速度 } \bar{u} & \quad \bar{u} = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \tilde{u}_i \\ \text{湍流速度 } u_i & \quad u_i = \tilde{u}_i - \bar{u} \\ \text{湍流速度均方值 } \bar{u}^2 & \quad \bar{u}^2 = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} u_i^2 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中  $\Delta x_i$  和  $\Delta t$  是第  $i$  轨迹在相机快门时间内粒子运动距离的水平或垂直分量;  $N_p$  为每帧图片上实际被统计的轨迹总数。

### 三、结果与分析

#### 1. 流场的定性描述

首先, [6]和[8]中的作者们用阴影法考察了与本文类似的湍流场, 在包括 I 至 III 阶段的湍流演化和衰减过程中, 得到了诸如“坍塌”、“侵入”和“内波”等分区概念, 然而结果难以反映出在层结作用下的湍流结构和变化的某些动力学细节。我们用粒子轨迹显示的流场提供了考察这类细节的可能, 特别是有助于区分水平与垂直方向湍流演化的不同特征。

在栅格被拖动的起始阶段 ( $t < t_c$ ), 如图版 I 照片 1(a) 示, 粒子轨迹基本上是均匀分布随机取向的, 标志着湍流处于几乎未受层结影响的均匀湍流阶段, 这与阴影图片中混乱的密度条纹相对应(图版 I 照片 2(a))。当时间达到  $t_c$  后, 粒子轨迹逐渐较多地指向平行水平轴向, 统计地速度向量的水平分量大于垂直分量(图版 I 照片 1(b)), 显示了层结作用使湍流运动垂直方向受到抑制和削弱, 这时流场对应于阴影图分析中的坍塌阶段(图版 I 照片 2(b))。

随着湍流的进一步演化 ( $t \gg t_c$ ), 粒子轨迹有明显的有组织整体运动, 由图版 I 照片 1(c) 可见, 沿水深似乎存在数个不同层的相对运动, 相邻层中粒子水平运动趋向于方向彼此相反; 反向交错的层之间则有剪切涡层和小涡旋存在; 各层本身反向流动似在锋面处折转所形成。这种一组相邻反向运动轨迹对应了[6]和[8]分析中的湍流锋面向非湍流区的“侵入”运动(图版 I 照片 2(c)), 并认为是层结完全抑制湍流而仅存内波场的运动。实验观测表明, 在栅格拖动后至  $Nt \approx 30$  (无因次时间)的周期内, 端壁回流的影响可以忽略, 因而上述彼此交错的层状结构系由内波主宰的“化石化”湍流的表现。

#### 2. 湍流动能的衰减

Dickey<sup>[4]</sup>、Britter<sup>[5]</sup>、Stillinger<sup>[2]</sup> 和 Itsweier<sup>[7]</sup> 曾先后在垂直、水平拖曳分层流槽和连续分层循环水槽中研究了直角网状栅格后的湍流。首先,他们都获得了均匀流体中湍能衰减完全遵从经典的幂次律  $\bar{u}^2 \propto t^{-1}$ <sup>[9]</sup>, 以无因次动能和栅格下游无因次距离表示有:

$$U^2/\bar{u}_i^2 = C_i[x/M - x_0/M] \quad (2)$$

式中  $\bar{u}_i^2$  为湍流动能在直角坐标系  $i$  方向的分量,  $U$  为主流或栅格拖动速度,  $x=Ut$  为栅格平面下游的纵向距离,  $C_i$  和  $x_0$  是由实验确定的常数。其次,在对分层流湍流的测量中,他们发现了最引人注目的特点是,从前述的  $t \geq t_c$  时刻(II 阶段)开始,  $U^2/\bar{u}_i^2-x/M$  的分布明显偏离均质流的直线,但仍近似为线性关系,这一结果对于区分均质与层结流体中湍流动能衰变是有根本意义的。但是在[4](图 2,3)和[2](图 3,4,5)中,分层流体中  $U^2/\bar{u}^2$  和  $U^2/\bar{w}^2$  的分布均向着小于对应的均匀流直线分布一侧偏离,意味着湍流动能衰减速率降低,这与层结抑制湍流或伴随湍流不可避免的混合作功附加耗散动能的物理直观概念相抵触,且与[5]和[7]中得到的分层流湍流衰减速率大于均质流的结论相反。

表 1 典型层结湍流各特征量一览表

$x/M$	$Nt$	$\bar{u}^2$ (cm/s) <sup>2</sup>	$\bar{w}^2$ (cm/s) <sup>2</sup>	$(\bar{u}^2)^{1/2}$ (cm/s)	$(\bar{w}^2)^{1/2}$ (cm/s)	$\varepsilon$ (cm <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> )	$L_O$ (cm)	$L_K$ (cm)	$L_b$ (cm)	$L_{z,u}$ (cm)	$L_{z,w}$ (cm)
5.2	0.671	4.439	4.374	2.107	2.091	11.59	6.194	0.0171	3.116	0.586	0.495
15.6	2.013	1.698	1.673	1.303	1.293	1.298	1.819	0.0296	1.927	0.889	0.802
20.8	2.684	0.685	0.473	0.827	0.687	0.358	0.955	0.0409	1.024	2.176	1.448
31.2	4.026	0.555	0.400	0.745	0.632	0.140	0.681	0.0517	0.942	2.810	2.032
46.8	6.039	0.444	0.332	0.666	0.576	0.0905	0.547	0.0577	0.858	2.417	2.206
64.2	8.052	0.294	0.194	0.542	0.441	0.0577	0.437	0.0645	0.645	2.322	1.638
78	10.065	0.265	0.169	0.515	0.412	0.0362	0.346	0.0725	0.614	2.708	2.243
98.8	12.75	0.209	0.121	0.457	0.348	0.0198	0.248	0.0843	0.519	1.784	1.809
114	14.76	0.120	0.0612	0.346	0.249	0.0131	0.208	0.0935	0.368	1.458	1.840

我们用前述的实验系统和测试方法,得到了如图 3 所示的湍流动能随  $x/M$  的演化关系,实验表明,在  $x/M=100$  范围内,均匀流体湍流动能符合初期衰减的  $\bar{u}^2 \propto t^{-1}$  幂次律,这时由(2)式确定的  $C$  和  $x_0/M$  值分别为 19.6 和 -5。在分层流体  $N = 0.671 \text{ rad/s}$ 、 $\text{Re}_M = 8320$  的条件下,图 2 分别标出水平分量  $U^2/\bar{u}^2$  和垂直分量  $U^2/\bar{w}^2$  的分布。虽然两组数值存在一定的散布,但统计地,在  $x/M \leq 20$  ( $t < t_c$ ) 范围,  $\bar{u}^2$  和  $\bar{w}^2$  的分布与均匀流的直线重合得较好,由表 1 中所示可有  $(\bar{u}^2)^{1/2}/(\bar{w}^2)^{1/2} \leq 1.1$ , 即表明这一阶段的湍流行为如同均匀各向同性的性质。在  $x/M > 20$  ( $t > t_c$ ) 的范围,水平和垂直分量逐渐有较大的分离,  $U^2/\bar{u}^2$  基本沿均匀流体的直线散布,而  $U^2/\bar{w}^2$  值较大地增长,意味着动能较快地衰减。这一结果与我们理解的在临界时刻  $t > t_c$  后层结主要抑制湍流的垂直运动的物理机制是一致的,并与[5]和[7]所指出的:水平速度基本不受层结影响,垂直速度分量衰减较快的结论也是相符的。我们的结果与[4]和[2]的差异,其原因除了与他们采用过小的格栅距 ( $M$ ) 有关系外,我们还倾向于在他们实验启动时层结水体的初始状态中即产生了内波,而这种内波耗散较慢致使湍流动能的衰减被淹没了。

### 3. 关于湍流耗散率及有关尺度

湍流耗散率是表征湍流演化的重要动力学特征,也是实验较难测量的物理量之一。在考察分层流湍流的特征尺度如 Ozmidov 尺度  $L_0 = (\varepsilon/N^3)^{1/2}$  和 Kolmogorov 尺度  $L_K = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$  时均需给出耗散率值  $\varepsilon$ ,  $\nu$  为流体运动粘性系数。在均质流体中,通常以流体应力与变形积的总和计算耗散率:

$$\begin{aligned} \varepsilon = \nu [ & 2 \overline{(\partial u / \partial x)^2} + 2 \overline{(\partial v / \partial y)^2} \\ & + 2 \overline{(\partial w / \partial z)^2} + \overline{(\partial u / \partial y + \partial v / \partial x)^2} \\ & + \overline{(\partial u / \partial z + \partial w / \partial x)^2} \\ & + \overline{(\partial v / \partial z + \partial w / \partial y)^2} ] \end{aligned} \quad (3)$$

对于均匀各向同性湍流, (3) 式中各应变率分量即速度梯度项如  $\partial u / \partial x = \partial v / \partial y = \partial w / \partial z \dots \dots$  相等, 合并简化后 (3) 式为

$$\varepsilon = 15\nu \overline{(\partial u / \partial x)^2} \quad (4)$$

在分层流体中由于湍流的非均匀各向同性性质, 速度梯度明显地存在差异, 前人曾作出估计<sup>[1,3,4]</sup>但未作具体测量; Stillinger<sup>[2]</sup> 和 Itsweier<sup>[7]</sup> 用热膜技术测量应变率, 并仅以纵向分量表示耗散率有:

$$\varepsilon = \nu \left[ 10 \overline{(\partial u / \partial x)^2} + \frac{5}{2} \overline{(\partial w / \partial x)^2} \right],$$

式中未给出速度沿  $z$  向的梯度。在我们的研究中首次尝试用轨迹统计处理方法对一适当选取阈值  $d$  ( $\Delta x$ 、 $\Delta z$  分别为水平和垂直方向阈值分量) 内的  $N_p$  个轨迹分别计算速度梯度, 如:

$$\begin{aligned} \overline{(\partial u / \partial x)} &= \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \left( \frac{u_{p_i} - u_{p_2}}{x_{p_i} - x_{p_2}} \right) \\ \overline{(\partial u / \partial z)} &= \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \left( \frac{u_{p_i} - u_{p_2}}{z_{p_i} - z_{p_2}} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

根据层结湍流速度水平分量相等的性质由 (3) 式简化后得:

$$\varepsilon = \nu [ 7 \overline{(\partial u / \partial x)^2} + 2 \overline{(\partial u / \partial z)^2} + 2 \overline{(\partial w / \partial x)^2} + 2 \overline{(\partial w / \partial z)^2} ] \quad (6)$$

实际计算中我们把湍流积分尺度作为阈值的上限 ( $d_{\max}$ ), 一般约为 1~2cm; 湍流涡的最小尺度并使梯度值计算有意义 ( $x_{p_i} - x_{p_2} \approx 0$ ) 作为阈值下限有  $d_{\min} \geq 0.2\text{cm}$ 。按 (6) 式得到  $\varepsilon$  随  $x/M$  的分布示于图 3 和表 1。由图、表可见,  $\varepsilon$  值随  $x/M$  增加单调递减, 在  $x/M \geq 20$  ( $t \geq t_c$ ) 处  $\varepsilon$  值急剧下降, 这与湍流坍塌的特征相对应。当湍流进一步演化其动能几乎完全耗散以至流体微团不可能反抗浮力而“翻转”时, 达到湍流完全被阻尼或“化石化”, 即由内波主宰的 III 阶段, Gibson<sup>[1]</sup> 曾指出由 II 向 III 阶段过渡的判据以耗散率表示为:  $\varepsilon_c \sim \nu N^2$ , 式中系数约在 15~30 由实测确定。[2] 和 [7] 以及我们的实验结

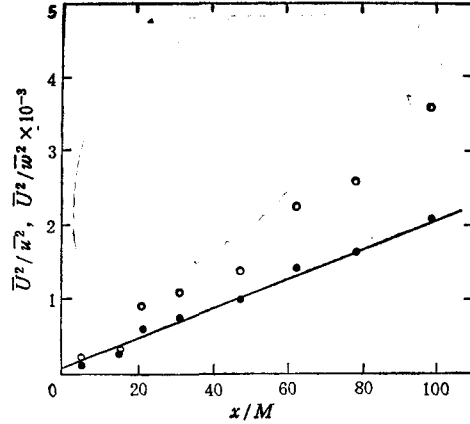


图 2 湍流动能  $\bar{U}^2$  和  $\bar{w}^2$  的衰减, 实线为均质流体;  $U = 20.8\text{cm/s}$   $H = 0.671\text{ rad/s}$  时,  $\bar{u}^2$ :  $\bullet$ ,  $\bar{w}^2$ :  $\circ$ 。

果比较如下:

$$\varepsilon_{ii} = (15 \pm 1.2)\nu N^2, [2]: N = 0.75\text{s}^{-1}, M = 1.905$$

$$\varepsilon_{ii} = (21 \pm 1.4)\nu N^2, [7]: N = 0.3 \sim 0.98\text{s}^{-1}, M = 3.81\text{cm}$$

$$\varepsilon_{ii} = 20.1\nu N^2 \quad \text{本实验: } N = 0.671\text{s}^{-1}, M = 4.0\text{cm}.$$

由此可见,我们的结果不仅符合[1]中的判据且与[7]十分相近,证明了处理耗散率  $\varepsilon$  的方法是可取的。与此同时,[2]和[7]还指出,当湍流由 II 向 III 阶段过渡时 Ozmidov 尺度  $L_o$  和 Kolmogorov 尺度  $L_K$  之间也有一比例关系,[2]中  $L_o = (7.63 \pm 0.45)L_K$  和[7]中  $L_o = (9.86 \pm 0.48)L_K$ ,我们则有  $L_o = 9.5L_K$  (表 1),再一次与[7]的结果十分好地近似。 $L_o, L_K-x/M$  关系亦示于图 3。

Itswere<sup>[7]</sup> 还考察了 Ozmidov 尺度  $L_o$  与浮力尺度  $L_b$  间有如下关系:

$$L_o = \alpha(L_b)^m \quad (7)$$

式中  $L_b = w/N$  是湍流转变其所有动能为势能时流体微团可能运行的垂直距离<sup>[2,7]</sup>,  $\alpha$  和  $m$  是由实验确定的常数,[2]和[7]中给出的结果是:  $L_o = 1.49(L_b)^{1.53}$  ([2])和  $L_o = 1.31(L_b)^{1.4}$  ([7]); 我们的结果示于图 4 并有  $L_o = 0.83(L_b)^{1.54}$ 。图中实验点与拟合直线的偏离远较[2]和[7]中的小,这意味着在我们所讨论的时间尺度由 ( $Nt < 15$ ) 内波场的影响较小<sup>[7]</sup>。

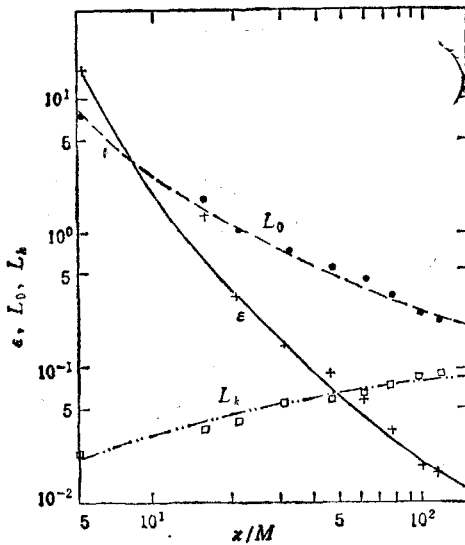


图 3 湍流耗散率  $\varepsilon$ , Ozmidov 尺度  $L_o$  和 Kolmogorov 尺度  $L_k$

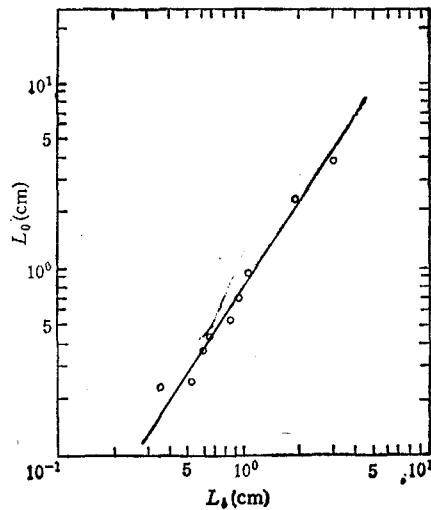


图 4 Ozmidov 尺度  $L_o$  和浮力尺度  $L_b$  之关系

#### 4. 湍流功率谱

如同研究均质流体那样,湍流能谱也是分层流重要动力学特征之一。Stillinger<sup>[2]</sup> 和 Itswere<sup>[7]</sup> 用传统的热膜技术测量了栅格下游的湍流能谱,结果表明层结对能谱分布有明显的影。在拖动栅格湍流用示踪轨迹统计处理方法,我们也考察了能谱及其演化。

首先,对于一给定时刻空间场以波数  $k$  表示的一维能谱假设成立有:

$$\bar{u}^2 = \int_0^\infty dk E(k),$$

波数  $k = 2\pi n/\bar{U}$ , 由湍流能谱  $E(k)$  与速度相关  $f(r)$  之间的关系并经过 Fourier 余弦变换<sup>[10]</sup>得到能谱表达式:

$$E(k) = \frac{2}{\pi} u^2 \int_0^\infty dr f(r) \cos kr \quad (8)$$

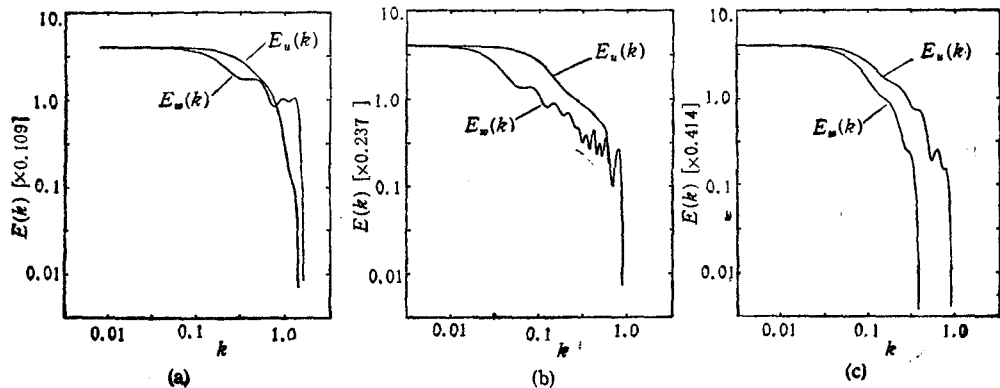
在我们所讨论的问题中以区分水平与垂直速度相关  $f_u(r)$  和  $f_w(r)$  得到相应的能谱  $E_u(k)$  和  $E_w(k)$ , 再考察层结对其影响。具体作法是, 利用(1)式得到的湍流速度分量  $u$  和  $w$ , 对图片中每对相距为  $r$  的轨迹  $p_1$  和  $p_2$  求速度相关后进行  $N_p$  对轨迹的统计平均有:

$$\left. \begin{aligned} \overline{u_{p_1} \cdot u_{p_2}(r)} &= \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} u_{p_1} \cdot u_{p_2}(r) f_u(r) = \frac{\overline{u_{p_1} \cdot u_{p_2}}(r)}{\bar{u}_p^2}(r) \\ \overline{w_{p_1} \cdot w_{p_2}(r)} &= \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} w_{p_1} \cdot w_{p_2}(r) f_w(r) = \frac{\overline{w_{p_1} \cdot w_{p_2}}(r)}{\bar{w}_p^2}(r) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中  $\bar{u}_p^2$  和  $\bar{w}_p^2$  为  $N_p$  个轨迹自身湍流速度的均方值, 进一步地按积分尺度定义

$$L_s = \int_0^\infty f(r) dr$$

计算得到湍流积分尺度(表 1)。由(9)和(8)式对于本实验中  $Nt = 0.671, 2.68$  和  $8.05$  的三组能谱  $E(k) \sim k$  的关系示于图 5。当  $Nt = 0.671$  ( $t < t_c$ ) 时, 能谱  $E_u(k)$  和  $E_w(k)$  随波数  $k$  有较好一致地衰减(图 5a), 显示湍流场基本均匀的特性; 当  $Nt = 2.68$  ( $t \geq t_c$ ) 时, 能谱  $E_u(k)$  和  $E_w(k)$  从某一波数  $k$  开始出现偏离,  $E_u(k)$  较  $E_w(k)$  较快地衰减, 能量较快地由大涡(小波数)传递给小涡, 显示了层结作用下湍流场的非均匀性(图 5b); 当  $Nt = 8.05$  ( $t \gg t_c$ ) 时,  $E_u(k)$  和  $E_w(k)$  有更大的偏离趋势, 显示湍能更快速率的衰减(图 5c); 图中标出的湍能的最大值也是顺序递减的。因此我们得到的能谱关系与上述所有关于层结流体中湍流行为的分析以及与 [2] 和 [7] 中结果的比较是相一致的。



(a)  $Nt = 0.67$ , (b)  $Nt = 2.68$ , (c)  $Nt = 8.05$

图 5 典型的湍流波谱分布关系

## 四、结 论

在分层流体拖动栅格实验系统中,我们用示踪轨迹数字图象处理技术获得了空间湍流场的主要特性,这对深入开展分层流湍流行为以及类似流场的研究具有实际意义。

文中所示结果表明:粒子轨迹趋向定向运动的图象标志着湍流受层结抑制作用而趋向内波场运动;水平拖动垂直条状栅格产生的湍流使初始内波场的干扰大大减小,进而支持了 Britter<sup>[5]</sup> 和 Itsweier<sup>[7]</sup> 关于层结作用下湍流动能在垂直方向以较快速率衰减,水平方向几乎不受层结影响的结论。用示踪轨迹统计处理获得的湍流耗散率是一种新的尝试,并与前人热膜技术的结果相近;湍流各特征尺度以及各阶段间转换判据的结论也是相一致的。

作者对黄宇峰同志编制的部分计算程序谨致谢意。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Gibson, C. H., Turbulence, edited by J. C. J. Nihoul, Elsevier, New York, (1980), 221—257.
- [ 2 ] Stillinger, D. C., et al., *J. Fluid Mech.*, 131(1983), 91—122.
- [ 3 ] Hopfinger, E. J., *J. Geophys. Res.*, 92, C5(1987), 5287—5303.
- [ 4 ] Dickey, T. D., et al., *J. Fluid Mech.*, 99(1980), 13—31.
- [ 5 ] Britter, R. E. et al., *J. Fluid Mech.*, 127(1983), 27—44.
- [ 6 ] Browand, F. K. et al., Conference on "Turbulence and Diffusion in Stable Environments", I. M. A. Publication, Clarendon, Oxford, (1985).
- [ 7 ] Itsweier, E. C. et al., *J. Fluid Mech.*, 162(1986), 299—338.
- [ 8 ] Liu, Y. N. et al., *J. Geophys. Res.*, 92, C5(1987), 5427—5433.
- [ 9 ] Batchelor, G. K. et al., *Proc. Roy. Soc., A.* 193(1948), 539.
- [10] J. O. 欣茨: 湍流, 科学出版社, (1987).

## AN INVESTIGATION ON THE PROPERTIES OF GRID TURBULENCE IN STRATIFIED FLUID

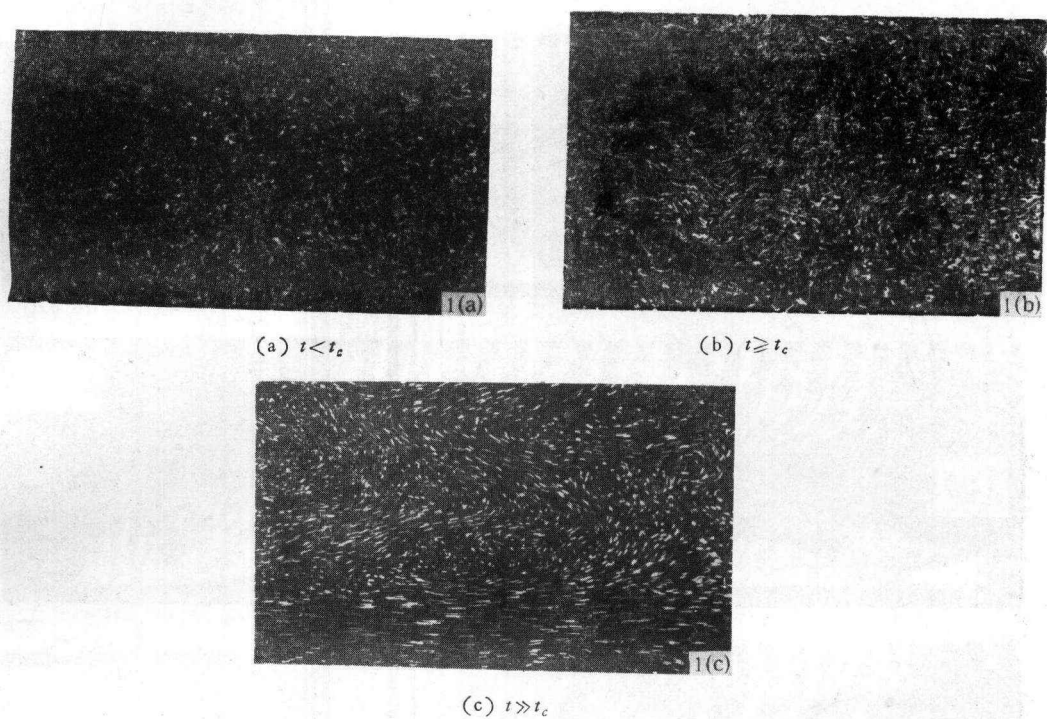
Liu Yinian Jia Fu Chen Xuewu Zheng Caiyun

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

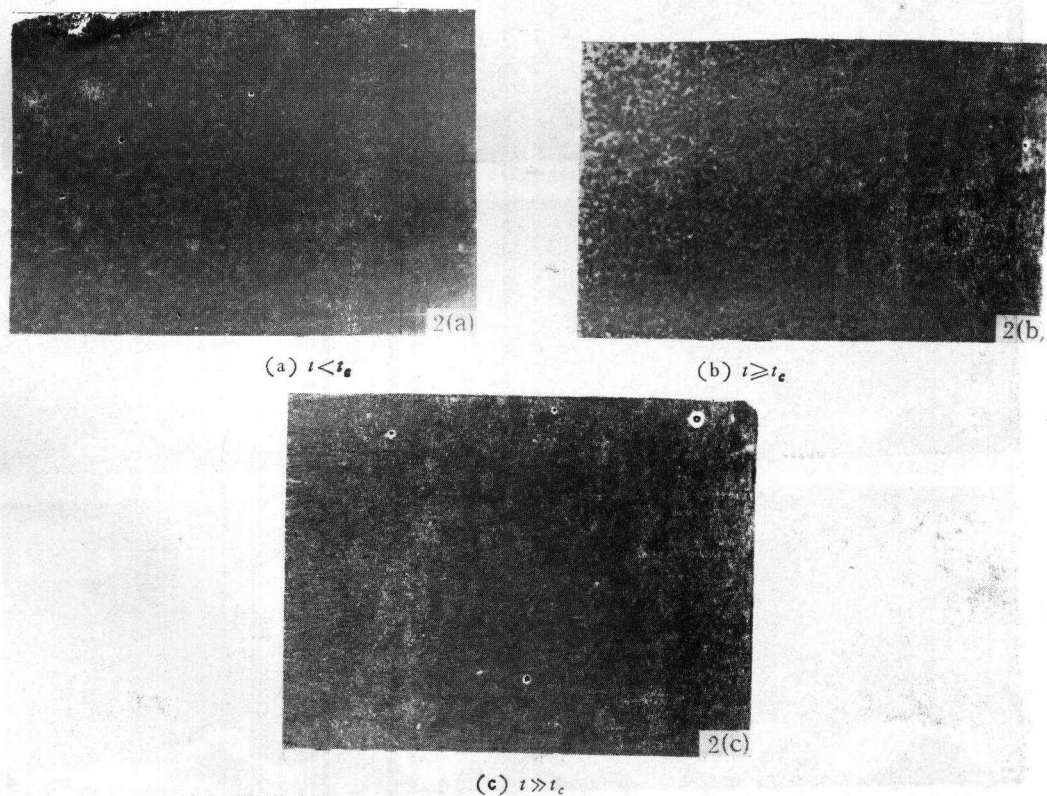
**Abstract** The present experimental study investigates the properties and evolutions of grid turbulence in stratified fluid. By means of computer image processing of particle streak pattern and relevant statistics, it is possible to obtain the flow structure details, turbulence decay of kinetic energy, various turbulent lengthscales, dissipation rate and spectrum. The experimental results further confirm the conclusion that the stratification of fluid mainly suppresses the vertical turbulent velocity (increases its decay rate), and has little effect on evolution of the horizontal turbulent motion. Various turbulent scales obtained in the present experimental configuration and measurement method agree reasonably well with those in previous works.

**Key words** stratified flow, grid turbulence, image processing.





照片 1 由粒子轨迹显示的分层流体湍流场的演化过程,  $N = 0.671 \text{rad/s}$



照片 2 由阴影法显示的分层流体中湍流锋面的演化过程,  $N = 0.72 \text{rad/s}$