

悬浮固粒和密度界面上粒子覆盖层 对湍流扩散的影响*

鄂 学 全

(中国科学院力学研究所,北京)

摘 要

本文实验研究了两层流体之间的密度界面上的粒子覆盖层和上层湍流混合层中的悬浮粒子对湍流扩散的影响。实验结果表明,其影响是显著的。湍流扩散距离 D 以时间 t 的 k 次幂变化: $D = Bt^k$, 其中 k 与覆盖层的相对厚度 \bar{h}_p 有关即 $k = 0.200 - 0.130\bar{h}_p$; 对于上层有悬浮粒子和纯两层流体, \bar{h}_p 为零, k 为 0.200, 两者 D 的变化规律一样, 只是有悬浮粒子的 k 值较纯两层流体的小。湍流的无量纲扩散速率可归结为 $E = KR_i^n$, 这里 $n = 1.5 + 0.93\bar{h}_p$, \bar{h}_p 越大 E 值下降越快。这说明覆盖层改变了扩散速率的指数变化律, 对湍流扩散有较大的阻碍作用。悬浮粒子的作用只是减小 K 值, 其 E 的变化规律同纯两层流体的一样。本文还对湍流混合和扩散机制作了讨论。

关键词: 分层流体, 悬浮粒子, 湍流扩散

一、引 言

由于海洋表层的温度和盐度的季节性变化, 海水产生不同程度的分层现象。风和阳光加热使海水表层受到剪切和对流作用而产生湍流混合, 形成均匀的混合层。这种湍流混合层还将向下深入扩散。文献[1, 2]处理了这方面问题。用振动格栅在分层流体中产生湍流混合模拟风的混合作用的实验研究已有相当多的文章^[3-11]。振栅产生的湍流为无平均剪切的运动, 能研究纯湍流运动的特性。文献[11]较系统地进行了各种条件下的湍流混合层横向界面扩散规律的实验研究, 得出无量纲扩散速率 E 与 Richardson 数 R_i 的指数关系式: $E = KR_i^{1.5}$, 其中 K 是约为 3.8 的常数。在大气云层中的湍流扩散也有相同的变化规律^[12]。

分层现象不只是存在于海水和大气, 而较重的悬浮微粒也能形成很强稳定的分层: 近河床的浮土和沙暴时含有沙尘的近地大气层的运动就是分层流的实例。这些悬浮微粒中较重的粒子下沉至密度较大的流体层上, 形成密度界面上的覆盖层; 污染的水体上层的悬浮粒子、大气云层中的水滴也是分层的现象。覆盖在密度界面上的悬浮粒子层对密度分层流体湍流混

本文 1988 年 8 月 9 日收到, 1989 年 6 月 12 日收到修改稿。

* 国家自然科学基金资助项目。

合、扩散的作用至今尚不清楚,研究其规律性不仅是地球物理和气象学流体力学的课题,而且对预测环境污染扩散也有一定意义。

基于上述目的,我们对两层流体中湍流和非湍流之间密度界面上固粒覆盖层以及湍流层含有悬浮粒子对湍流扩散的影响进行了实验研究。

二、实验设备

本实验是在截面为 $52 \times 52\text{cm}^2$ 、高为 72cm 的有机玻璃水箱(图 1)中进行的。振动格栅由 2cm 见方的塑料棒垂直排列组成,其网眼(两棒之间的中心距) M 为 10cm 。格栅装在水箱中心的垂直轴上,可上下移动,固定在所需要的位置上。振动传动机构带动格栅垂直振动,振动行程 S (振幅 A 为 $S/2$)为 $0-8\text{cm}$ 和振动频率 f 为 $0-6\text{Hz}$, 可自由调节。水箱中的密度分层流体为盐水由专用分层流体输入装置灌注。

格栅振动使流体产生无平均剪切的湍流运动。这种振栅湍流运动特性在文献[11]中已作了概述。对于上述格栅参数,均方根湍流速度可由经验关系式确定^[13]:

$$u = CS^{\frac{1}{2}}M^{\frac{1}{2}}fz^{-1}, \quad (1)$$

其中 z 为从格栅中心平面量起的距离; C 为常数,约等于 0.30 。湍流积分长度尺度 l 随距离 z 的增大而增大:

$$l = \beta z, \quad (2)$$

这里 β 是与 S 有关的常数,取值为 0.10 。为了尽量消除格栅端点的影响,使湍流均匀,将格栅棒端点与水箱侧面之间的距离保持在 2mm 左右。

三、实验方法

注入分层流体 先将水箱充入两层流体,上层是密度为 ρ_1 的均匀流体(本实验为清水),下层是密度为 ρ_2 的盐水,总水深 H 为 58cm 。密度差 $\Delta\rho_0 = \rho_2 - \rho_1$ 可根据要求确定。上层流体的初始深度 $d_0 = z_0 + D_0$, 这里 z_0 是从格栅平均位置到自由表面的距离; D_0 是从格栅平均位置到两层流体分界面的距离(见图 1)。两层流体的布置分两种情况:(1)上下两层流体分界面在格栅的下部,即 $z_0 = 6\text{cm}$, $D_0 = 6\text{cm}$;(2)两层流体的分界面在格栅的平均位置之上,即 $z_0 = 9\text{cm}$, $D_0 = 0$ 。

布置固粒覆盖层 把粒径为 100μ 密度为 1.04g/cm^3 的塑料粒子均匀撒在水面上,由于

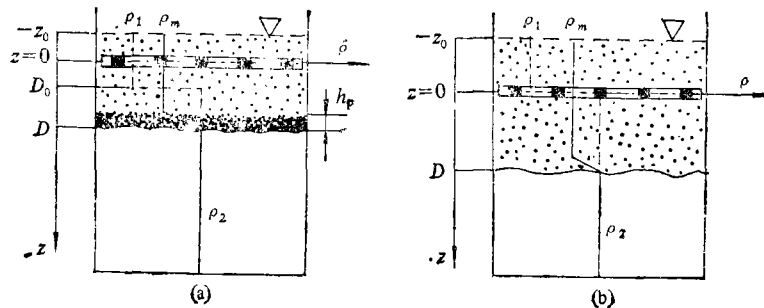


图 1 实验装置示意图

((a) 有粒子覆盖层实验, (b) 有悬浮粒子而无粒子覆盖层的实验)

上层水的密度比粒子的小，而下层流体的密度又比粒子的大，粒子就下沉、集聚并悬浮在两流体之间的密度界面上，形成覆盖层(图 1(a))。

布置悬浮粒子 将两层流体布置为上述(2)的情况，前述的固粒覆盖层处于格栅平均位置上，当格栅振动时，稠密的粒子层立即被打碎，粒子均匀地悬浮于湍流层中(图 1(b))。这样，可以测出悬浮粒子和振栅同时作用下的湍流扩散速率。

实验方案 第一，纯两层流体(分层(1)和(2)的情况)实验；第二，无覆盖层但湍流层有悬浮粒子(图 1(b))；第三，有固粒覆盖层的实验(图 1(a))。

实验操作 突然启动振动格栅，同时打开数字计时器记录实验时间 t 。用荫影法照相测量湍流层扩散距离 D 。 D 是作为时间 t 的函数确定的。由此可确定湍流扩散速率 $u_t = dD/dt$ 。

四、实验结果及讨论

1. 定性观察

密度界面位于格栅平均位置时，振栅启动后，粒子覆盖层迅速瓦解，粒子和流体象射流一样(位置与栅棒对应)向非扰动区射入，约 2 秒钟就达到均匀混合。在整个实验过程中，粒子在湍流作用下始终均匀悬浮在湍流层中，而不沉积在界面上。

密度界面在格栅下部时 ($z_0 = 6\text{cm}$, $D_0 = 6\text{cm}$)，格栅开始振动，其附近的流体发生强烈的起伏运动，并向下扩散，逐渐形成均匀的湍流。湍流继续向下深入，到达密度界面，侵入粒子层的上层，使小部分粒子向上运动，均匀悬浮于上部的湍流层(或称混合层)，而绝大部分下层粒子仍然浮在界面上构成一粒子覆盖层(图 1(a))。粒子层中的粒子由于水的“粘合”有一定的“聚集力”，要使这些粒子上升就需要更大的启动能量，而湍流动能却随振栅的距离增大而减少 ($u^2 \propto z^{-2}$)，不足以启动下层粒子。这可能就是能保持粒子覆盖层的原因。

2. 湍流扩散距离 D 与时间 t 的关系

(1) 扩散距离 D 的变化过程 图 2 给出了几种情况的湍流扩散距离 D 随时间 t 的变化过程。符号 \triangle 表示湍流和非湍流之间的分界面上无固粒覆盖层而湍流层中有悬浮粒子的数据。在双对数坐标中，用最小二乘法拟合的直线的斜率为 0.204，其 r_p 为 0.99。其他两条实验

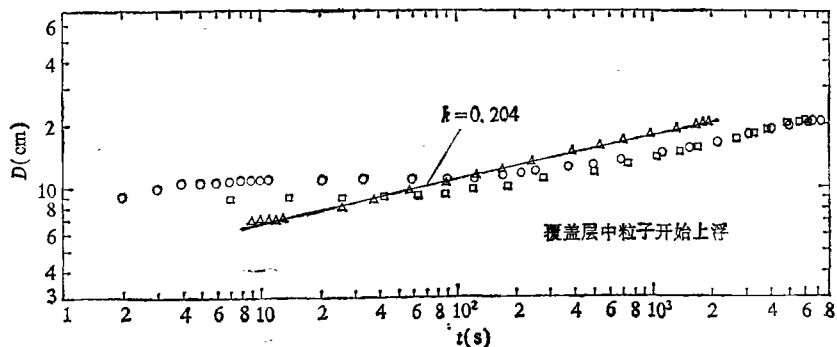


图 2 两流体系统中几种情况的湍流扩散距离 D 随时间 t 的变化过程 ($S = 2\text{cm}$, $f = 5\text{Hz}$)

(分界面上有粒子覆盖层: $\text{O} \text{---} z_0 = 7\text{cm}$, $D_0 = 9\text{cm}$, $\Delta\rho_0/\rho_2 = 0.0909$, $m_p = 724\text{g}$;

$\square \text{---} z_0 = 10\text{cm}$, $D_0 = 6\text{cm}$, $\Delta\rho_0/\rho_2 = 0.0991$, $m_p = 780\text{g}$ 。

分界面上无粒子覆盖层而湍流层有悬浮粒子: $\triangle \text{---} z_0 = 8.5\text{cm}$, $D_0 = 0$, $\Delta\rho_0/\rho_2 = 0.0568$ $m_p = 785\text{g}$)

曲线表示初始条件不同而有粒子覆盖层的实验结果,给出了一个有粒子覆盖层到覆盖层粒子全部上升(当 D 达到一定深度值时,湍流层的混合流体密度 ρ_m 将接近或大于粒子的密度 ρ_p)而悬浮在湍流层中的扩散距离 D 随时间 t 的变化过程.当粒子覆盖层存在时, D 的变化平缓:粒子上升,覆盖层消失时,这两条曲线趋于一致,为两条与 k 为0.204的实线平行的直线.

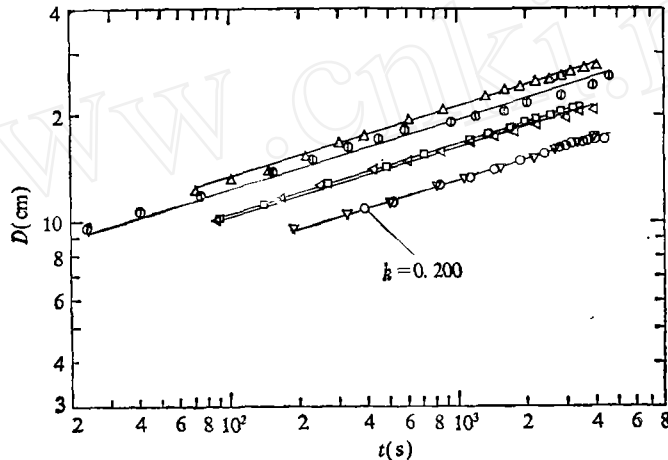


图3 上层有悬浮粒子与纯两层流体的湍流扩散 $D \sim t$ 关系的比较

($S = 2\text{cm}$, $z_0 = 9\text{cm}$, $D_0 = 0$, $\Delta\rho_0/\rho_2 = 0.0584$, $m_p = 0$ (纯两层流体):

○— $f = 2.5\text{Hz}$, □— $f = 3.5\text{Hz}$, △— $f = 4.5\text{Hz}$, $m_p = 730\text{g}$; ▽— $f = 2.5\text{Hz}$,
△— $f = 3.5\text{Hz}$, ⊙— $f = 4.5\text{Hz}$)

(2) 几种情况的 $D \sim t$ 关系 上部的湍流层随着时间的增加而不断向下扩散.对于两层流体, D 作为 t 的函数关系可表示为^[1]:

$$D = A \left(g \frac{\Delta\rho_0}{\rho_2} d_0 \right)^{-\frac{3}{10}} f^{\frac{4}{5}} S^{\frac{2}{5}} M^{\frac{2}{5}} t^{\frac{1}{5}} \quad (D \gg z_0, D_0), \quad (3)$$

这里 A 是由实验确定的常数.

湍流层向下扩散的距离(或称深入深度) D 与时间 t 的关系,可以表示为:

$$D = B t^k \quad (D \gg z_0, D_0), \quad (4)$$

其中 k 是由实验确定的常数,它与分层密度差 $\Delta\rho_0/\rho_2$ 、格栅振动行程 S 、格栅几何形状尺寸(对方形格栅,与网眼尺寸 M 有关)、振动频率 f 和粒子覆盖厚度(或悬浮粒子体积浓度) h_p 有关.当 f 变化而其他参量不变时, B 只是 f 的函数,可用双对数坐标作图法或最小二乘法求解 B 与 f 的函数关系: $B = af^a$.在我们的实验中, B 与 f 的线性相关系数 r_f 为0.99.方程(4)的实验结果由表1给出.

1) 有悬浮粒子的 $D \sim t$ 关系 为了比较,同时做了相应条件的纯两层流体的实验.图3给出了密度界面上无覆盖层而湍流层中有悬浮粒子和纯两层流体的湍流扩散的 $D \sim t$ 关系及其比较.斜率为 $1/5$,其 r_f 在0.99以上.扩散距离 D 如(4)式那样以 t 的 $1/5$ 次规律变化,这表明,湍流层中有悬浮粒子的湍流扩散与纯两层流体的湍流扩散规律相同,但从图3可以看出,对于相同初始条件,纯两层流体的 $D \sim t$ 线在悬浮粒子的上面,两者只相差一个常数因子($1-1.15f^{-0.15}$).由表1可知对于纯两层流体 t 的 $1/5$ 次幂和 f 的 0.83 次幂与方程(3)符合很好,而有悬浮粒子的 f 的幂次为 0.78 ,有所下降.

表 1 方程(4)中的有关数值*

z_0 (cm)	D_0 (cm)	S (cm)	f (Hz)	m_p (g)	$\Delta\rho_0/\rho_2$ $\times 10^{-2}$	B ($m \cdot s^{-k}$)	k	$(cm \cdot s^{\alpha-k})$	α
6	6	2	2.5	0	5.84	2.88	0.200	1.31	0.84 (0.80)
			3.5			3.66			
			4.5			4.75			
			2.5	730	5.84	3.05	0.187	1.54	0.75
			3.5			4.01			
			4.5			4.70			
			2.5	1460	5.84	3.24	0.174	1.61	0.76
			3.5			4.15			
			4.5			5.07			
9	0	2	2.5	0	5.84	3.26	0.200	1.51	0.83 (0.80)
			3.5			4.17			
			4.5			5.32			
			2.5	730	5.84	3.25	0.200	1.57	0.78
			3.5			4.08			
			4.5			5.17			

* $m_p = 0$ 表示纯两层流体; $z_0 = 6\text{cm}$, $D_0 = 6\text{cm}$, $m_p \neq 0$ 为粒子覆盖层; $z_0 = 9\text{cm}$, $D_0 = 0$, $m_p \neq 0$ 为无覆盖层而有悬浮粒子。括号内的数值为关系(3)的理论值。 $D = Bt^k$, 其中 $B = af^\alpha$ 。

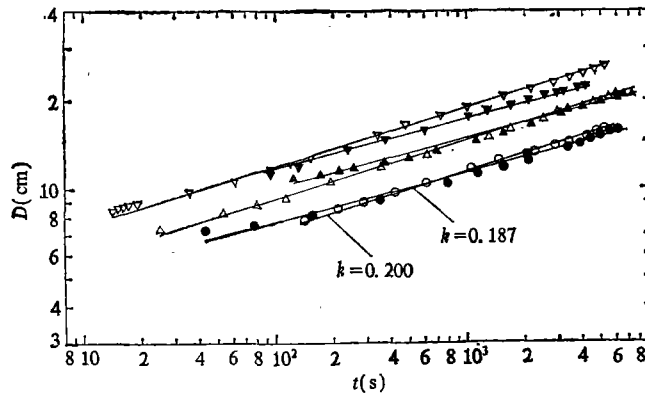


图 4 有粒子覆盖层和纯两层流体的湍流扩散距离 D 与时间 t 的关系

($z_0 = 6\text{cm}$, $D_0 = 6\text{cm}$, $S = 2\text{cm}$, $\Delta\rho_0/\rho_2 = 0.0584$, $m_p = 0$: \circ — $f = 2.5\text{Hz}$, Δ — $f = 3.5\text{Hz}$, ∇ — $f = 4.5\text{Hz}$; $m_p = 730\text{g}$: \bullet — $f = 2.5\text{Hz}$, \blacktriangle — $f = 3.5\text{Hz}$, \blacktriangledown — $f = 4.5\text{Hz}$)

2) 有粒子覆盖层的 $D \sim t$ 关系 图 4 和 5 分别表示在相同初始分层条件下 ($z_0 = 6\text{cm}$, $D_0 = 6\text{cm}$) 纯两层流体和不同粒子覆盖层厚度(以粒子重量表示)的湍流层的扩散距离与时间的关系。拟合直线的 r_p 均在 0.99 以上, 斜率 k 值由表 1 给出, 误差为 ± 0.01 。纯两层流体的 $D \propto t^{0.2}$ 与方程(3)符合很好, 并与文献[11]的实验结果一致。由以上图、表可看出: 与纯两层流体比较, 有粒子覆盖层的湍流扩散以幂次减小, 而且与粒子覆盖层厚度有关, 厚度大的, 减小也大。这表明, 粒子覆盖层对湍流扩散有很大影响。

纯两层流体的 α 值(见表 1)与关系(3)的预测值符合良好, 而有粒子覆盖层的 α 值偏离较

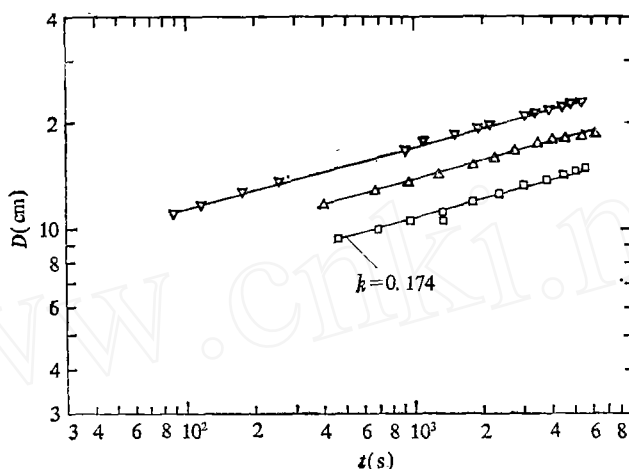


图5 粒子覆盖层 $m_p = 1460\text{g}$ 时湍流扩散的 $D \sim t$ 关系

($z_0 = 6\text{cm}$, $D_0 = 6\text{cm}$, $S = 2\text{cm}$, $\Delta\rho_0/\rho_2 = 0.0584$.)

□— $f = 2.5\text{Hz}$, Δ — $f = 3.5\text{Hz}$, ∇ — $f = 4.5\text{Hz}$)

大,这表明粒子覆盖层不仅改变了时间 t 的幂值也改变了与频率的关系。

由表 1 可以看出,在完全相同的实验条件下, k 和 a 及 α 值均与 m_p 值有关。为方便起见把 m_p 值以相应的粒子覆盖层的厚度表示

$$h_p = \frac{m_p}{A\rho_{a,p}}, \quad (5)$$

其中 $\rho_{a,p}$ 是粒子沉淀的表观密度,约为 0.173g/cm^3 ; A 是水箱水平截面面积。无量纲粒子覆盖层厚度为

$$\tilde{h}_p = \frac{h_p}{d_0}, \quad (6)$$

显然,若其他条件不变, k 和 a 只是 \tilde{h}_p 的函数。由实验数据分析得出这些函数关系,分别是

$$\begin{aligned} k &= 0.200 - 0.130\tilde{h}_p, \\ a &= 1.309 + 1.783\tilde{h}_p. \end{aligned} \quad (7)$$

关系式(7)定量地说明了不同厚度的粒子覆盖层流体系统的振栅湍流扩散的作用,粒子层越厚,湍流扩散越困难。

3. 湍流扩散速率

一般湍流扩散中,都企图确定无量纲扩散速率 E 与当地 Richardson 数 R_{ii} 的关系 $E = f(R_{ii})$ 。湍流层向下深入时的扩散速率 u_c 可由关系式(4)确定:

$$u_c = \frac{dD}{dt} = BKt^{k-1}, \quad (8)$$

无量纲扩散速率表示为

$$E \equiv \frac{u_c}{u} = KR_{ii}^{-n}, \quad (9)$$

其中 K 为与 S , f , M , $\Delta\rho_0/\rho_2$ 和 \tilde{h}_p 有关的常数,由实验确定;对于两层流体, $n = -3/2^{[11]}$,

当地 R_{ii} 数由下式确定:

$$R_{ii} = g(\Delta\rho/\bar{\rho})l/u^2, \quad (10)$$

对于两层流体有

$$\Delta\rho = (\rho_2 - \rho_1) \frac{z_0 + D_0}{z_0 + D}, \quad (11)$$

$$\bar{\rho} = \rho_1 \frac{z_0 + D_0}{z_0 + D} + \rho_2 \frac{D - D_0}{z_0 + D}. \quad (12)$$

由(8)和(9)式可得出 n 与 k 之间的关系:

$$n = \frac{1}{2k} - 1. \quad (13)$$

如果实验确定了 k 值, 则可由(13)式预测 n 之值.

(1) 有悬浮粒子的湍流扩散速率 图 6 给出湍流层中有悬浮粒子而界面层上无粒子覆盖层时, 湍流扩散速率 E 随当地 R_{ii} 数的变化关系同相应实验条件下的纯两层流体实验结果的比较. 两者的 E 均以 R_{ii} 的 -1.5 次幂律变化: $E = KR_{ii}^{-1.5}$, 对应的 K 值在表 2 中列出. 有悬浮粒子的曲线在纯两层流体的下面. 这表明, 前者的扩散速率比后者的低, 但它们只相差一个常数因子 \tilde{K} . 有悬浮粒子的扩散速率 E_s 可用纯两层流体的扩散速率 E_0 表示: $E_s = \tilde{K}E_0$, 这里 $\tilde{K} = 0.432$.

表 2 K 和 n 的数值*

z_0 (cm)	D_0 (cm)	f (Hz)	m_p (g)	\bar{h}_p	K	n
6	6	2.5—4.5	0	0	6.194	1.500 ± 0.015 (1.500)
			730	0.1331	6.693	1.635 ± 0.02 (1.674)
			1460	0.1662	9.649	1.747 ± 0.02 (1.857)
9	0	2.5—4.5	0	0	7.362	1.500 ± 0.07 (1.500)
			730	0.1331	3.184	1.500 ± 0.03 (1.500)

* $E = KR_{ii}^{-1.5}$; 括号中的数值为(13)式的计算值.

在 S , f , M 和 $\Delta\rho_0/\rho_2$ 不变的情况下, K 值还与悬浮粒子的初始质量浓度或体积浓度有关. 从实验数据中可得出 K 与初始体积浓度关系:

$$K = 7.362 - 141.531C_0,$$

其中 $C_0 = 0.0295$. 这就是悬浮粒子对湍流扩散速率 E 的影响, C_0 值越大, 影响越严重.

(2) 有粒子覆盖层的 $E \sim R_{ii}$ 关系 图 7 中只给出 $m_p = 1460$ g 的与纯两层流体在相同的初始分层条件(即 z_0 , D_0 和 $\Delta\rho_0/\rho_1$ 均相同)下的实验结果, $E \sim R_{ii}$ 的函数关系. $m_p = 730$ g 的曲线在纯两层流体和 $m_p = 1460$ g 曲线之间. 这表明粒子覆盖层对湍流扩散有明显的抑制作用, 而且与覆盖层厚度(或粒子的总质量 m_p)有关, 厚度越大其影响越大.

表 2 给出反映影响规律的 K 和 n 值. n 值与粒子覆盖层厚度有关, 由实验数据可以得出

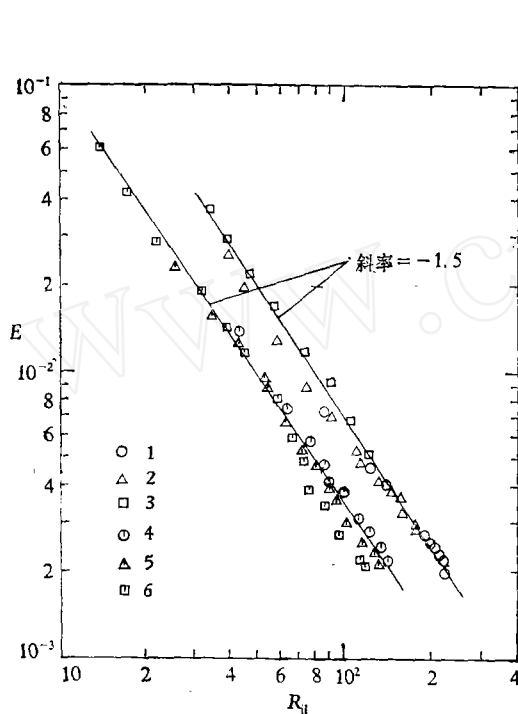


图6 无粒子覆盖层而有悬浮粒子的 $E \sim R_{II}$ 关系
 $(x_0 = 9\text{cm}, D_0 = 0, S = 2\text{cm}, \Delta\rho_0/\rho_2 = 0.0584,$
 $m_p = 0: 1-f = 2.5\text{Hz}, 2-f = 3.5\text{Hz},$
 $3-f = 4.5\text{Hz}; m_p = 730\text{g}: 4-f = 2.5$
 $\text{Hz}, 5-f = 3.5\text{Hz}, 6-f = 4.5\text{Hz})$

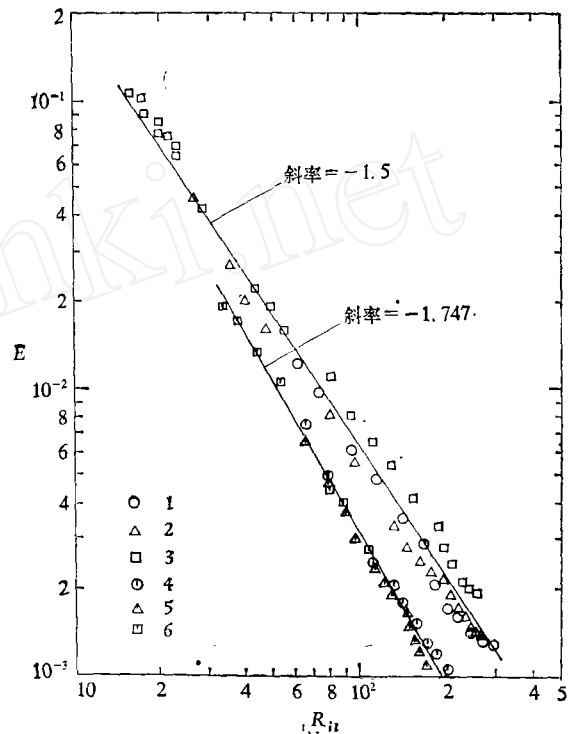


图7 有粒子覆盖层和纯两层流体的湍流扩散速率
 E 随 R_{II} 数变化的比较

$(x_0 = 6\text{cm}, D_0 = 6\text{cm}, S = 2\text{cm}, \Delta\rho_0/\rho_2 =$
 $0.0584, m_p = 0: 1-f = 2.5\text{Hz}, 2-f =$
 $3.5\text{Hz}, 3-f = 4.5\text{Hz}, m_p = 1460\text{g}: 4-$
 $f = 2.5\text{Hz}, 5-f = 3.5\text{Hz}, 6-f = 4.5\text{Hz})$

$$n = 1.5 + 0.93\tilde{h}_p. \quad (14)$$

n 值是相对粒子覆盖层厚度 \tilde{h}_p 的线性函数, 随 \tilde{h}_p 的增大而增大。但是 \tilde{h}_p 不可无限增大, 当 $\tilde{h}_p = 1$ 时, 就成为另一两层流体系统, n 将等于 1.5。因此, 可以推测, 存在某一 \tilde{h}_{pc} 值, 使 n 达到最大值, 而后下降至 1.5。

常数 K 与 \tilde{h}_p 的关系较弱。在本实验范围内, K 值为 6.194 至 9.649。它可表示为

$$K = 6.194 - 5.481\tilde{h}_p + 69.346\tilde{h}_p^2. \quad (15)$$

当 \tilde{h}_p 为 0.0395 时, K 取最小值, 约为 6.194。而 \tilde{h}_p 范围为 0—1, \tilde{h}_p 为 0.0395 的实际厚度为 0.003cm, 故覆盖层实际上不存在, 相当于纯两层流体。这就是说, 纯两层流体的 K (以 K_{II} 表示) 值与有粒子覆盖层的 K (以 K_p 表示) 值相比较为最小值 ($K_{II} < K_p$)。

五、湍流混合机制

上述几种情况 $D \sim t$ 关系和 $E \sim R_{II}$ 关系均与湍流混合机制有关, 讨论这些机制有助于对粒子覆盖层及悬浮粒子减小扩散速率的作用的理解。对于不含固粒的分层流中的湍流混合机制已有一些描述^[6,11,13,14]。从实验观察中, 可以归纳为以下几个主要方面:

1. Richardson 数较小时, 湍流涡剧烈地冲击界面层, 使之漂浮不定, 界面底层 (界面层峰面) 卷吸下层的未扰动流体, 而上层湍流层中的流体混合。

2. 当分层流体的密度梯度较大湍流能量较强时, 湍流强烈地撞击界面层, 使之弯曲变形, 以致某一局部界面层象破裂一样, 从中射出一股股流体羽丝进入上面的湍流层, 同上层流体混合。这就是涡的回跳机制^[6]。

3. 湍流涡使界面弯曲而产生内波, 界面层中的内波不断破碎, 而发生混合。

如果湍流层中含有较重的悬浮粒子, 使这些粒子悬浮, 必须消耗湍流能量, 于是达到界面上的有效动能将减小, 从而减小了上述混合机制的作用。这就是含有悬浮粒子的湍流扩散速率比纯流体的低的原因。

当有粒子覆盖层时, 湍流为粒子悬浮损失部分动能后侵入覆盖层上层, 又消耗部分能量, 通过流体与粒子和粒子与粒子的相互作用, 把湍流能量传递到下层 (即前锋面)。这种过程大大降低了界面层中的湍流动能, 因而前锋面变得很平缓。这意味着覆盖层对前述的混合机制起很大的抑制作用。由实验观察可知, R_i 数稍大时, 前述的第一种过程很难发生, 主要起作用的机制是: 湍流涡撞击界面层的能量积累到足够大时, 某一局部界面发生强烈弯曲, 向上弯曲处的覆盖层粒子要保持相对平衡位置, 则向两侧移动, 而弯曲处突出覆盖层, 内波突然破碎, 流体羽丝射入湍流层, 同上层流体进行混合。

六、结 论

两层流体中有悬浮粒子和界面上有覆盖层的湍流层扩散的实验结果表明, 扩散距离 D 以时间 t 的幂次律变化: $D = Bt^k$; 扩散速率以当地 R_{ii} 数的幂次律变化: $E = KR_{ii}^n$ 。

湍流层中有悬浮粒子的 $D \sim t$ 曲线是相同初始条件纯两层流体的湍流扩散的 $D \sim t$ 关系曲线向下平移, k 值均为 0.200, 在相同时间内其扩散距离远较纯流体的小, 平移量是 k 值的减小量。它与粒子的初始体积浓度有关, 反映了湍流能量的消耗。扩散速率关系中的 R_{ii} 的指数 n 为 $3/2$, 与纯流体的相同, 只是相差一个与粒子体积浓度有关的常数因子 ΔK 。

有粒子覆盖层时, 扩散距离 D 可表示为: $D = at^k$, 其中 $a = 1.309 + 1.783\bar{h}_p$, $k = 0.200 - 0.130\bar{h}_p$ 。扩散速率为 $E = KR_{ii}^{(1.5+0.93\bar{h}_p)}$, K 值与 \bar{h}_p 有关, 且变化不大。粒子覆盖层对湍流扩散的阻碍作用将随着 \bar{h}_p 增大而加强, 与相同初始分层条件下的纯两层流体的比较, 其扩散距离和速率都大大减小, 而且改变了幂次律。总之, 粒子覆盖层能有效地减小湍流的扩散作用。

参 考 文 献

- [1] Kraus, E. B. & Turner, J. S., *Tellus*, 19(1967), 98.
- [2] Turner, J. S. & Kraus, E. B., *ibid.*, 19(1967), 88.
- [3] Rouse, H. & Dodu, J., *Houille Blanche*, 10(1955), 405.
- [4] Turner, J. S., *J. Fluid Mech.*, 33(1968), 639
- [5] Crapper, P. E. & Linden, P. F., *ibid.*, 65(1974), 45.
- [6] Linden, P. F., *J. Fluid Mech.*, 60(1973), 467.
- [7] Linden, P. F., *J. ibid.*, 71(1975), 385.

- [8] Hopfinger, E. J. & Toly, J. A., *J. Fluid Mech.*, 78(1976), 155.
- [9] Wolanski, E. & Brush, L. M., *Tellus*, 27(1975), 259.
- [10] Fernando, H. J. S. & Long, R. R., *J. Fluid Mech.*, 133(1983), 377.
- [11] E Xuequan & Hopfinger, E. J., *ibid.*, 166(1986), 227.
- [12] Breidenthal, R. E. & Baker, M. B., *Journal of Geophysical Research*, 90(1985), 13055.
- [13] Long, R. R., *J. Fluid Mech.*, 84(1978), 113.
- [14] Carruthers, D. J. & Hunt, J. C. R., *J. Fluid Mech.*, 165(1980), 475.

www.cnki.net