

上升气泡群引起的湍流特性*

贾 复 柳绮年 陈学武

(中国科学院力学研究所, 北京 100030)

摘 要

在均质液体中对于水平均布气泡群的上升运动及其引起的液体介质中湍流运动特性的研究表明, 至少在气泡间距与泡的最大直径之比 2.5 倍时, 气泡形状和泡群平均终端速度与单气泡对应情形相近. 实验用粒子示踪——二维图象处理技术, 对上升气泡群引起的流体湍流特性进行了分析和处理, 从得到的脉动速度均方根值、动能衰减规律、积分尺度与 Taylor 微尺度的演化规律以及速度关联的自保持性等结果看, 这种气泡湍流可用均匀湍流理论模式来刻画, 并与经典的栅格后湍流特征十分相近.

关键词: 湍流, 气泡运动, 图象处理

一、引 言

气泡群在液相介质中的上升运动, 无论在自然界的江河湖海中, 还是在诸如化工反应过程或热工技术中, 都是常见的基本现象之一, 它关系着流体运动、动量与质量运输等许多重要问题. 已有的大量研究工作多着重于单气泡(气泡群少见)本身(如上升速度、气泡形态、表面张力乃至破裂、碰并等), 对气泡运动引起的流体介质运动及二者间的相互作用, 则研究甚少. 然而后者更为复杂而具有重要的实际意义. 例如对于气泡与介质间的传质, 如能搞清楚气泡所处流体环境的湍流状态及动力学特性, 则相应的传质计算是相对简单的事情^[1].

本文一方面是把研究在同一水平面上均布的、尺寸基本相同的气泡群在上升运动中引起的流体介质的湍流特性, 作为考察更复杂的气泡群上升运动的一个初步; 另一方面是回答上升气泡群能否作为液体介质中均匀湍流发生的一种工具. 众所周知, 由于栅格后的经典湍流特征已经比较清楚^[2], 并被用来作为基本湍流发生机制去研究各种更复杂的问题, 例如 Turner^[3]和 Britter^[4]等近期的工作. 由于上升气泡群在研究分层流体中湍流行为时具有其优点, 故而设想其成为另一种可供选用的湍流发生机制, 为此, 作为一项先导性基础, 也需把这种湍流的基本特性弄明白.

上升气泡引起的湍流在研究层结流体与湍流的相互作用, 如湍流引起层结的垂直混合(或运输)时, 能够造成一种比较简单的“内混合”与“外混合”同时存在的情形(“内混合”与“外混

本文 1990 年 4 月 23 日收到.

* 国家自然科学基金资助项目.

合”系指造成混合的湍流发生在混合区内或区外^[4]), 它有别于纯“外混合”的振动栅格混合实验(例如文献 [3]), 及“内混合”旋转盘剪流实验^[5]。因此, 气泡湍流在分层流研究中可能成为一种有意义的湍流系统而引起人们的兴趣。

二、实验装置及过程

实验是在一小型气泡湍流槽中进行的, 整个系统如图 1 所示。水槽由有机玻璃板制成, 尺寸为 25 cm × 25 cm × 60 cm; 气泡发生装置是一带孔气室, 气室上表面是一可更换的孔板, 亦作为水槽的底板, 孔板上按等间距开设 $\varnothing 0.6 \text{ mm}$ 的多排小孔, 三种孔距的尺寸分别是 $M_b = 2.5 \text{ cm}$, 4.0 cm 和 6.0 cm, 气源由一台微型空气压缩机提供, 空气经减压阀通过快速电磁阀使每孔产生一个气泡的单层泡群释放, 也可按指定时间间隔触发电磁阀实现多层泡群的释放。实验中采用的气压为 $0.02 \sim 0.04 \times 10^5 \text{ MPa}$ 。对上述条件下产生的气泡群上升运动过程, 由摄影系统实时记录, 再以校定后的慢速回放以测定气泡形状、尺寸、变形及上升速度等。

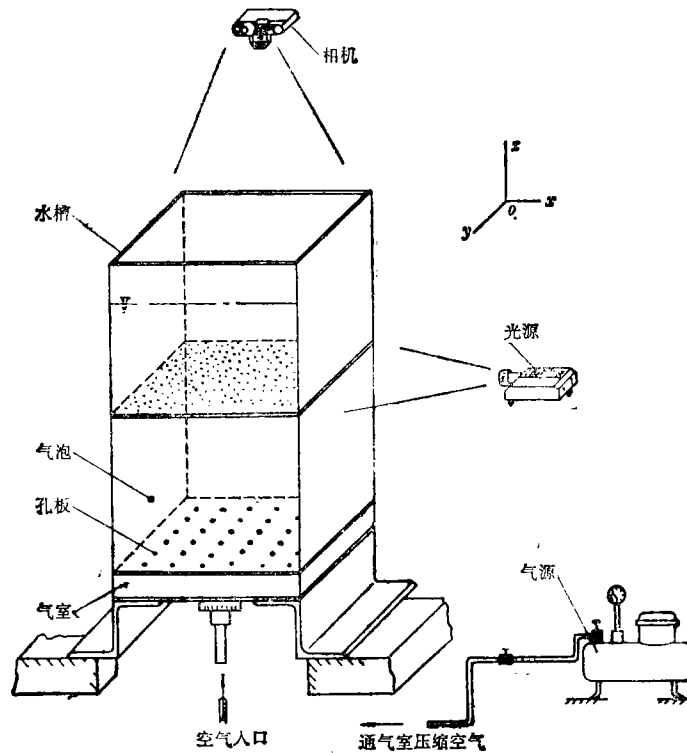


图 1 气泡群湍流系统简图

Helsronl^[6] 基于大量实验观测, 发现单气泡在液体中的存在和上升运动特性与动力相似的诸参数有关, 如 Reynolds 数、浮力与表面张力之比的 Eötvös 数和表示液体物性的 M 数等, 它们的定义分别是:

$$\text{Re} = \frac{\rho d e U_T}{\mu}, \quad E_o = \frac{g \Delta \rho d_e^2}{\sigma}, \quad M = \frac{g \mu^4 \Delta \rho}{\rho^2 \sigma^3}, \quad (1)$$

式中 $d e$ 是气泡体积等效球直径, ρ 和 $\Delta \rho$ 分别是液体密度和气、液密度差, μ 为粘性系数,

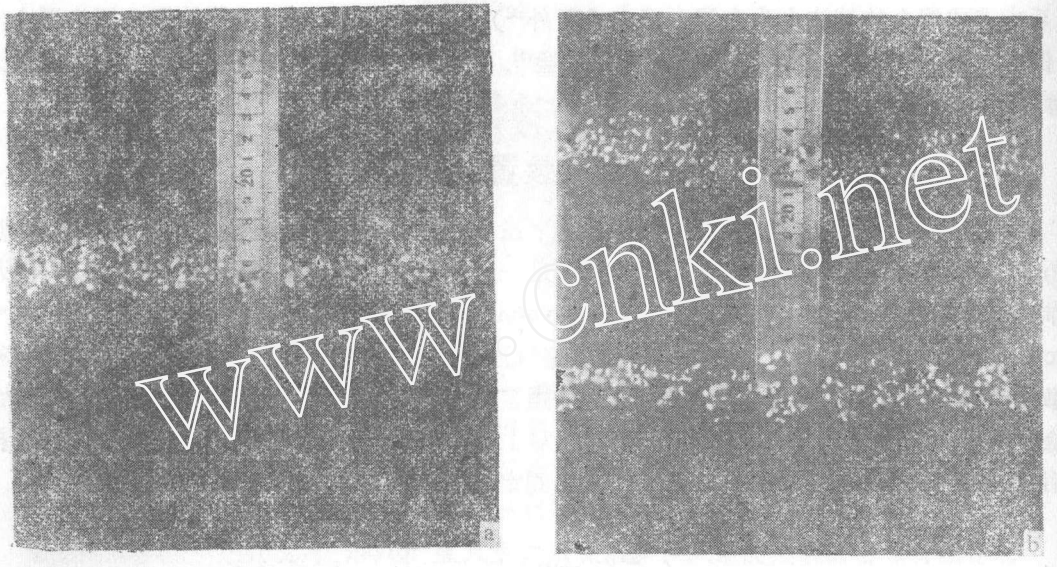
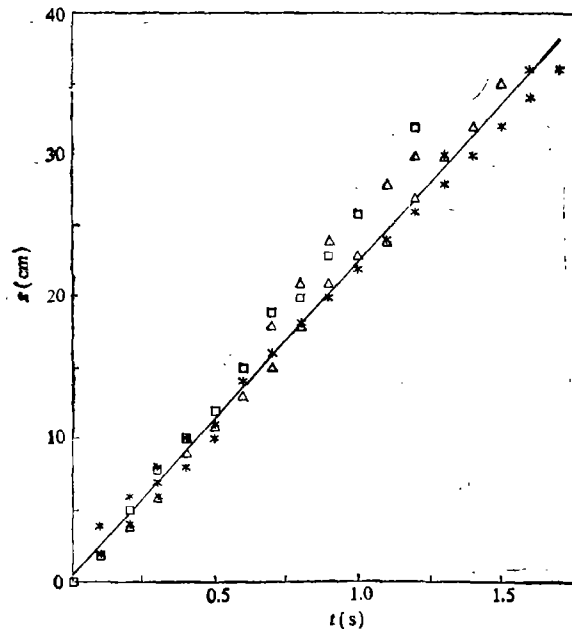


图2 正在上升的气泡群

($M_b = 2.5\text{cm}$. (a) 为单层泡群, (b) 为双层泡群)

σ 为气-液界面的表面张力系数, U_T 是气泡上升运动的终端速度. 图2示出在本实验系统中

图3 上升气泡群运动的位移 z 与时间 t 的关系

$Re = 350-1510$ 时, 终端速度 $U_T = 20-25\text{cm/s}$ 的范围是相符的.

对上升气泡群引起的流体湍流, 主要考察在水平面内的诸特性. 测试技术如文献[7]中的粒子示踪图象处理方法. 流场可视化示踪粒子为特殊处理过的直径 0.5mm 的白色塑料小球; 厚约 $0.5-1.0\text{cm}$ 的片光源照射在所考察的水平面上; 水槽上方设置一配有自动卷片器和同

产生的单层和双层泡群的典型情况. 由图2可见, 气泡属于椭球型及变形型, 对气泡群中诸气泡一次取样, 得到气泡平均体积等效球直径 d_e 为 0.7cm . 对于气泡不同水平间距(孔距 M_b) 的单层、双层乃至三层(层间距均为 10cm) 的泡群测量, 其初始与终端上升速度变化不大, 对气泡群平均上升位移 z 和对应时刻 t 的测量, 以最小二乘拟合得到的平均上升速度为 22.1cm/s , 结果示于图3, U_T 值亦视作泡群运动的终端速度, 即 $U_T = 22.1\text{cm/s}$. 当室温 15°C 时, $\Delta\rho = 0.999 \sim 1.109\text{g/mL}$, $\sigma = 73.49 \times 10^{-5}\text{N/cm}^2$, 按(1)式计算得到:

$$Re = 1848, E_o = 9.04 \sim 10.33, \\ M = 2.485 \times 10^{-11}. \quad (2)$$

以上结果与文献[6]给出的单气泡特性分区图(图1.3.23)中当 $d_e = 0.65-0.7\text{cm}$,

步闪光灯的 135 mm 相机,按一定的时间间隔(曝光时间 Δt 约 0.5—4 s)拍摄该平面上的粒子运动轨迹。在实验操作中,我们从完全静止水体中控制一层或数层气泡群的释放,气泡群掠过所考察的平面记作激发该平面上湍流发生的时刻 t_0 , 然后按时间序列 t_1, t_2, t_3, \dots 实时拍摄湍流运动演化过程的多张图片。将放大的图片通过数字化仪读入微型计算机,获得流场的原始信息数组,再由相应的软件进行计算分析,得到了湍流场的速度、动能、关联函数、积分尺度以及 Taylor 微尺度等特征量。具体作法类似文献[7]。

三、上升气泡群引起的湍流特性

继 Batchelor 和 Townsend^[8] 对于均匀各向同性湍流的理论和实验作了奠基性的研究之后,不少研究者们曾在不同条件下做了类似的工作,如 Dickey 等^[9]列表给出栅格后的湍流特性(包括在空气和水中)与其演化规律的小结。然而,正如引言中所述,关于上升气泡群的湍流特性迄今尚不清楚。因此,我们将集中回答诸如:上升气泡群引起的湍流在水平方向是否可用均匀湍流(水平各向同性)为理论模式;这种湍流演化(能量衰减)过程是否具有与风洞栅格湍流同样的 $u^{-2} \propto t$ 规律;是否也具有速度相关的自保持(self-preservation)特性等问题。当然,对于实验系统而言,我们还关心气泡水平间距 M_b (对应栅格的目尺寸 M)、气泡层数 n_b 与湍流强度、积分尺度等量的关系。

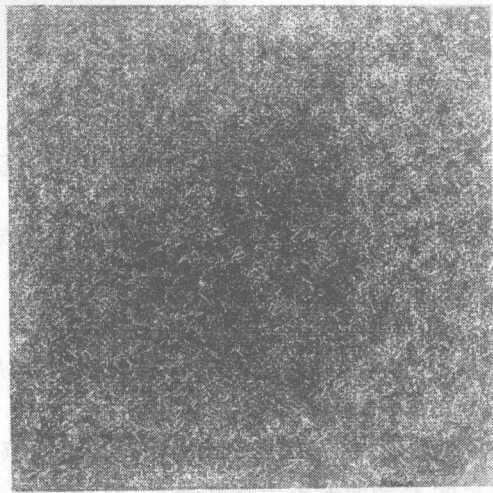


图 4 粒子示踪的湍流水平速度场

以粒子示踪显示的湍流水平速度场的典型情况,见图 4。我们对如图 4 的每帧图片提取的原始信息数组(二维 x, y 数组),按文献[7]中所述关系式进行湍流场的水平分量诸统计特征量计算;瞬时速度—— \tilde{u} 和 \tilde{v} , 场的平均速度—— \bar{u} 和 \bar{v} , 湍流(脉动)速度—— u 和 v , 湍流速度的均方值—— $\overline{u^2}$ 和 $\overline{v^2}$, 被统计的每帧图片上的速度向量总数—— N , 则 u 分量的各表达式有(v 分量同):

$$\begin{cases} \tilde{u}_i = \Delta x_i / \Delta t, & \bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \tilde{u}_i, \\ u_i = \tilde{u}_i - \bar{u}, & \overline{u^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^2, \end{cases} \quad (3)$$

式中 Δx_i 是第 i 轨迹首末两点 x 坐标差值,亦是粒子在 Δt 时间(照相曝光时间)内实际运动距离的 x 分量。二阶速度关联是对场中每两根轨迹分别求相关,再对 r 范围内全部 N_r 对轨迹作算术平均:

$$\overline{u_{p_1} \cdot u_{p_2}}(r) = \frac{1}{N_r} \sum_{i=1}^{N_r} u_{p_1} \cdot u_{p_2}(r), \quad (4)$$

对应的相关函数则有:

$$f_H(r) = \overline{u_{p_1} \cdot u_{p_2}} / \overline{u_p^2}(r), \quad (5)$$

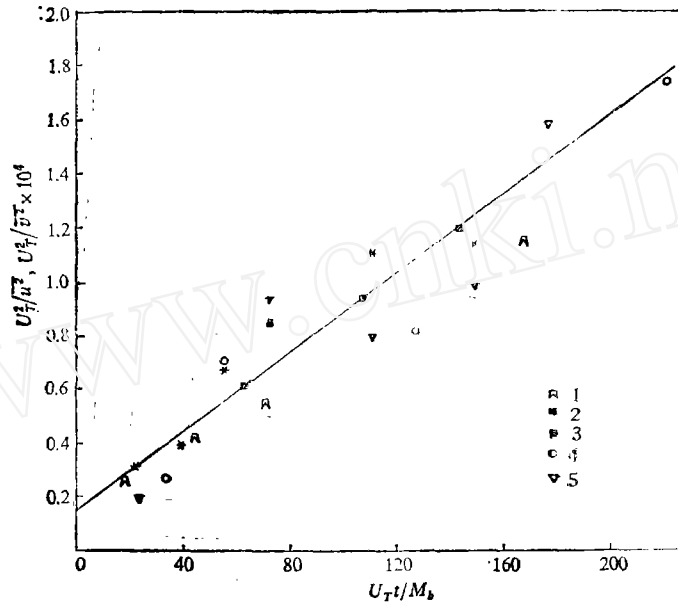


图 5 湍流动能随无因次时间 $U_T t / M_b$ 衰减关系
 (U_T^2 / \bar{u}^2 : 1— $M_b = 2.5$, 单层; 2— $M_b = 4.0$, 单层; 3— $M_b = 6.0$, 单层;
 4— $M_b = 4.0$, 三层, U_T^2 / \bar{v}^2 ; 5— $M_b = 4.0$, 单层)

式中 \bar{u}_p^2 是场中 N_p 个轨迹脉动速度 u 的均方值, 即如 (3) 式中的 \bar{u}^2 计算。

1. 湍流强度与湍能衰变律

Batchelor 和 Townsend^[8] 从风洞栅格后湍流测得, 在衰变初期湍能衰减 \bar{u}^{-2} 及能量耗散尺度 λ^2 随时间 t 成线性关系, 这一衰减律与均匀各向同性湍流的能量方程符合相当好, 从而从这一角度证明栅格后湍流可以均匀各向同性湍流为理论模型。由图象处理和分

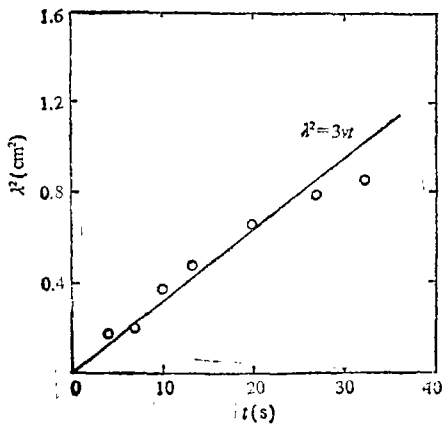


图 6 湍流微尺度 λ 与时间 t 的关系
 (包括 $M_b = 4.0$ 单层泡群情况)

析, 并按文献[8]中类似的无因次动能随无量纲距离 $U_T t / M_b$ 的衰减关系, 我们给出了如图 5 所示的实验结果。图中示出了三种孔距的单层气泡群和 $M_b = 4.0$ cm 时三层泡群在湍流发生初期 $U_T t / M_b \sim 200$ 时, 最小二乘拟合的湍能衰减关系基本遵照所谓线性衰变律 $\bar{u}^{-2} \propto t$, 亦可表示为:

$$U_T^2 / \bar{u}^2 = \alpha(U_T t / M_b - U_T t_0 / M_b), \quad (6)$$

式中 α 和 t_0 是由实验确定的常数, 我们有 $\alpha = 72.6$ 和 $t_0 = -2.4$ (s)。以孔距 M_b 计算的气泡群上升运动的 Reynolds 数 $Rem (= U_T M_b / \nu)$ 范围为 $0.55 - 1.33 \times 10^4$ 。图 5 中还标出了 $M_b = 4.0$ cm、

单层泡群情形 v 方向分量湍能衰变 U_T^2 / \bar{v}^2 的分布(以符号 ∇ 表示), 虽然其数值相对直线存在一定的散布, 但是, 正如文献[7]和[9]中曾指出的: 当两速度脉动均方根值之比 $(\bar{u}^2)^{1/2} / (\bar{v}^2)^{1/2} \approx 1.1$ 时, 可视为湍流具有均匀各向同性的性质。考察本实验结果发现, 在 $U_T t / M_b$ 值小于

100—150 范围内,符合上述 1.1 的比值,从而表明了气泡群湍流动能的衰减亦可相当好地用均匀湍流初期衰变律来刻画。

对于多层气泡群产生的湍流运动,明显地,多层气泡群的扰动将使湍流增强。实验中用 $M_b = 4.0 \text{ cm}$, $\text{Re}M = 8840$ 的三层气泡群扰动液体,在气泡群掠过的同一水平面上依上述方法处理图片,结果表明,三层气泡群产生的湍流动能 \overline{w}_m^2 与单层气泡群有类似的衰变规律,其动能值 \overline{w}_m^2 恰是相对应的单层气泡群 \overline{w}^2 的 3—4 倍。如果以三层气泡群动能的 $\frac{1}{3} \overline{w}_m^2$ 计及无量纲形式

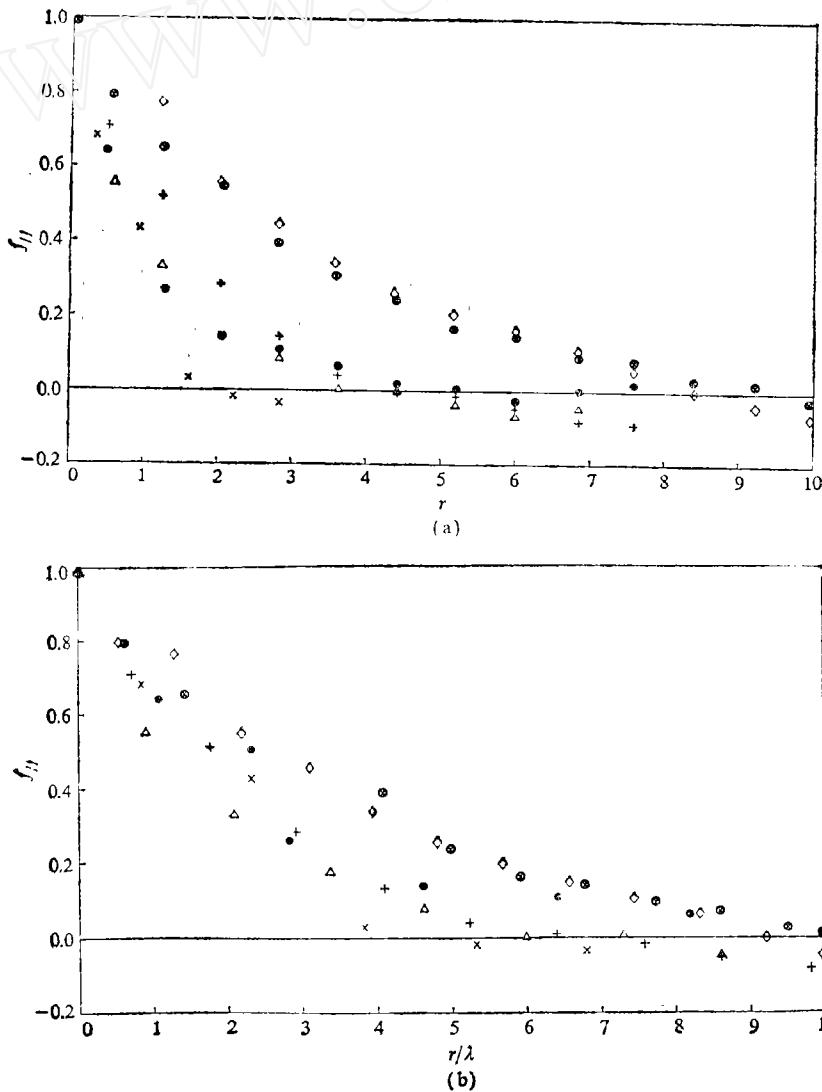


图 7 湍流二阶速度关联的自保持特性

((a) $f(r,t)$, (b) $f(r/\lambda,t)$, 实验条件均为单层气泡群, $M = 4.0$, $\text{Re}M = 8840$. 图中符号参数分别为: X— $U_T t/M_b = 22.1$, $\lambda = 0.412 \text{ cm}$, ●— $U_T t/M_b = 38.7$, $\lambda = 0.440 \text{ cm}$, △— $U_T t/M_b = 55.3$, $\lambda = 0.606 \text{ cm}$, +— $U_T t/M_b = 71.8$, $\lambda = 0.691 \text{ cm}$, ⊗— $U_T t/M_b = 149.2$, $\lambda = 0.883 \text{ cm}$, ◇— $U_T t/M_b = 176.8$, $\lambda = 0.916 \text{ cm}$)

$U_T^2 / \frac{1}{3} \bar{u}_m^2$ 标在图 5 中, 结果证实与单层泡群的线性衰变律符合得很好。此外, 由本实验结果与同样 Rem 数下栅格湍流动能的比较而言, 无论单层或是多层泡群发生的湍流, 其强度都远低于栅格湍流的情形 (参见柳绮年等, 力学学报, 1990 年文章和文献 [8] 中的结果)。

2. 二阶速度关联的自保持特性

在湍流衰变初期, 二阶及三阶速度关联函数形状具有自模拟或自保持性 (self-preservation), 系指二阶、三阶关联函数 $f(r)$ 及 $k(r)$ 在不同时刻 t 衰变过程中, 在无因次空间尺度 r/λ 很小的范围内, 只是 r/λ 的函数而不直接依赖于 t , 这是均匀各向同性湍流的重要特性, 且与湍能衰变律密切相关。它由 Batchelor 与 Townsend^[8] 在栅格湍流实验研究中发现, 并基于此事实发展了各向同性湍流的若干重要推论。根据湍能方程

$$du^2/dt = -10\bar{u}^2/\lambda^2 \quad (7)$$

及初期湍能衰变律有

$$\lambda^2 = 10\nu t, \quad (8)$$

λ 为 Taylor 微尺度, 在文献 [8] 中直接测量得到的 λ 值与 (8) 式的理论值相符得很好。

对于上升气泡群产生的湍流, 我们进一步考察了二阶速度关联的自保持性。虽然如图 5

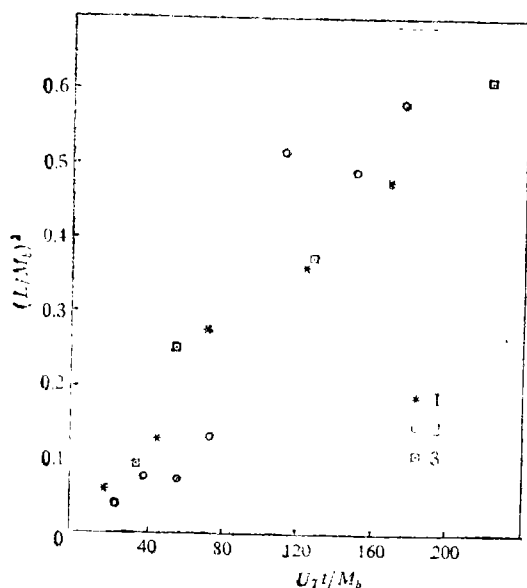


图 8 无因次积分尺度 $(L/M_b)^2$ 随无因次时间 $U_T t/M_b$ 的变化 (包括两种孔距 M_b , 单层泡群情况)

(1— $M_b = 2.5$, 单层; 2— $M_b = 4.0$, 单层;
3— $M_b = 4.0$, 单层)

所示在 $U_T t/M_b = 200$ 范围内湍能衰减基本符合初期衰变的线性规律, 但这一范围对应的湍流实际演化时间长达 30—40 s (自泡群上升掠过所讨论的水平截面计算), 显然这远远超过了文献 [7] 中所估计的湍流衰变“初期”, 如果仍用 (8) 式估计 λ 值, 则 λ^2 约为 3—4 cm^2 , 比文献 [8] 中所示范围约高一个数量级, 这是矛盾的。根据各向同性湍流理论关系 (文献 [2] 中 p136):

$$\bar{u}^2/\lambda^2 = \overline{(\partial u/\partial x)^2}. \quad (9)$$

这就是说, 在我们的实测中如能给出湍流速度的变形率 $\overline{(\partial u/\partial x)^2}$, 便可由 (9) 式计算出 λ^2 值。具体作法如同柳绮年等, 力学学报, 1990 年文章所述, 对不同 t 时刻的每帧照片上选取适当小区域内每对轨迹湍流速度, 计算其在 x 方向的梯度 $\partial u/\partial x$ 及其均方值, 从而得到 λ^2 值。对于孔距 $M_b = 4.0$ cm、单层泡群的典型情况, 图 6 给出了 λ^2 随 t 的分布; 由图可见, λ^2 与 t 之间亦存在近似的线性关系; 进一步地, 如果 λ^2 与 t 的线性关系 $\lambda^2 = k\nu t$ 普遍成立的话, 本结果则与 $k \approx 3$ 时的理论值十分相近。

将 (5) 式中相关函数 $f_u \sim r$ 表示成以 r/λ 为自变量的 $f_u \sim r/\lambda$ 关系, 并将上述实测得到的 λ 值代入, 结果示于图 7。图 7 的 a, b 分别给出了 6 个 t 时刻的二阶速度关联函数 $f_u(r, t)$ 和 $f_u(r/\lambda, t)$ 分布, 由图可见, 在一小的 r/λ 范围内 (如 $r/\lambda \sim 1$), 不同湍流衰变

时刻的 f_u 值相近, 分布曲线的形状趋于一致, 具有良好的自保持性质, 因而表明, 在均匀湍流理论中基于自保持假设下的各种推论^[2]可近似地应用于气泡群湍流场。

根据已有的关联函数可以进一步计算出湍流积分尺度 L :

$$L = \int_0^{\infty} f_u(r) dr. \quad (10)$$

当以水平泡距 M_b 和 M_b/U_T 作为特征长度和时间, 它们的无量纲关系 $(L/M_b)^2 \sim U_T t/M_b$ 示于图 8。图中包括了不同 M_b 的三组实验结果, 表明了 $(L/M_b)^2 \sim U_T t/M_b$ 分布与文献 [8] 中风洞栅格湍流实验的结果相类似, 如果非常粗略地认为二者间是近似的线性关系, 那么从另一种意义上也证明了速度相关的自保持特性在气泡群湍流场中的存在。

郑彩云同志参加了部分实验准备工作, 谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] Levich, W. C., *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1962, 176—470.
- [2] Batchelor, G. K., *The Theory of Homogeneous Turbulence*, The University press, Cambridge, England, 1956.
- [3] Turner, J. S., *J. Fluid Mech.*, 33(1968), 290—296.
- [4] Britter, R. E. et al., *J. Fluid Mech.*, 127(1983), 27—44.
- [5] Hopfinger, E. J., *J. Geophys. Res.*, 92(1987), C5: 5278—5303.
- [6] Hetsroni, Gad., *Hand Book of Multiphase Systems Hemisphere*, 1982, Washington.
- [7] Batchelor, G. K. & Townsend, A. A., *Proc. Roy. Soc., A*, 193(1948), 538—558.
- [8] Dickey, T. D. & Mellor, G. L., *J. Fluid Mech.*, 99(1980), 13—31