

层结流体中湍流锋面特征的实验研究¹⁾

柳绮年 邬传保 郑彩云
(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要 在线性分层的水体中, 由拖动竖条形栅格产生湍流锋面, 通过阴影可视化技术考察了锋面的流态和运动行为, 将锋面迹线经过图像处理, 获得了锋面运动特征的有关信息: 运动速度随时间的增长关系; 锋面坍塌的平均无因次特征时间为 $NT_c = 2.9$, 它随湍流 Froude 数 Fr_i 的增大而减小; 锋面的特征尺度 H_f 与栅格运动的参数有关; 当湍流演化成内波时, 对锋面与内波运动间的关系进行了初步探讨和分析.

关键词 层结流体, 湍流锋面, 锋面坍塌, 流动显示, 图像处理

引言

在层结的浮力和阻尼作用下, 海洋中的湍流运动受到抑制, 并且转换成二维湍流和内波, 这已是海洋界得到共识的事. 海洋观测向我们揭示, 以温度和盐度碎片(patch)标志的微结构, 分布在数十米深和数百公里宽约占 5% 的海洋水体中; 它关系到海水的热量、质量、盐度和动量的传输, 影响着海流、气象、地热和臭氧洞的势态^[1], 对于人类的生存至关重要. 海洋界投入巨大的人力和物力研究海洋湍流, 经过 30 多年的努力, 虽已获得关于海洋湍流的不少信息, 但是, 迄今人类对海洋湍流的认识仍是不充分和不完全的.

与成串的微结构碎片相联系的是包围这一区域的湍流锋面, 它是湍流与非湍流区的分界面. 在锋面包围的巨大湍流区域中进行实地研究、充分采样和观测, 受到时空的制约. 80~90 年代, Browand, Thorpe, Liu 和 Tseng^[2~9] 等人相继进行了实验模拟研究, 基本搞清楚了湍流的发生、发展、演化和衰减过程, 对层结使湍流由三维向二维的转化作用, 以及锋面向非湍流区的侵入和运输等有了更深入的了解. 海洋学家们对实验室的研究结果进行了重新认识和分析, 并把它们的贡献提高到了一个新的高度, 认为这对于解释海洋观测资料, 估计海洋的平均热流、质量和动量的可靠性, 具有重要意义^[7]. 最近 Gibson^[1] 在对海洋、大气、星系和宇宙湍流的综述中, 充分肯定了这一点. 本文应用流场显示和图像处理技术, 着重考察了锋面表观的流态变化, 测量了锋面运动的诸特征量, 研究其运动与湍流相联系的特征和规律, 并对锋面与内波运动关系作了初步探讨.

1 实验装置和测试技术

实验是在小型有机玻璃拖曳分层流水槽中完成的, 水槽尺度为 $25 \text{ cm} \times 35 \text{ cm} \times 250 \text{ cm}$. 栅格由方形截面 $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ 的竖直杆组成, 杆中心距目尺寸 $M = 3 \text{ cm}$. 栅格安装在有导轨的拖车上并由微型力矩电机驱动, 它的速度范围 $U = 0.5 \sim 30 \text{ cm/s}$. 用双缸法配制盐水充入水槽, 实现了沿液深的线性密度分布; 在水槽侧壁沿水深间隔 3 cm 开有测试密度的采样小孔, 通过

1997-09-26 收到第一稿, 1998-04-08 收到修改稿.

¹⁾ 北京大学湍流国家重点实验室基金资助项目.

阿贝折射率仪测量不同水深的密度值 $\rho(z)$, 由此可计算水体的层结特性参数 Brunt-Vaisala 频率 $N = [(\partial\rho/\partial z)g/\rho]^{1/2}$, 本实验中 $N = 0.53 \sim 1.06 \text{ s}^{-1}$. 其中 $\partial\rho/\partial z$ 为沿水深的密度梯度, g 为重力加速度, ρ 为层结水体的常密度.

层结水体被拖动栅格扰动产生湍流混合, 扰动与未扰动区之间的分界面为锋面, 实验中采用定性观察和定量测量相结合的方法研究锋面特性. 具体做法是, 采用光学阴影技术显示流场, 不仅能观察到锋面的运动和流态, 而且对湍流区内流动的细微结构也显示得十分清晰. 把拍摄的底片投影到白纸上, 描绘下锋面的迹线, 在与微机相连的数字化仪面板上, 根据需要人工输入若干条迹线并随时存入微机, 经过图像处理软件计算和分析, 获得锋面运动的有关参数.

整个实验装置及测试系统如图 1 示.

2 结果和讨论

2.1 锋面的流态和运动速度

在稳定线性层结的水体中, 栅格置于水槽纵向某中间位置 X_0 , 起动电机后栅格被匀速拖向水槽一端, 临近端壁时即终止, 被栅格扰动过的水体因混合形成湍流, 未被扰动部分则仍然静止, 从阴影图片上所见一条轮廓明亮的迹线, 即是湍流锋面. 在栅格运动的最初瞬间, 由于极活跃的湍流运动, 很多小涡在不停地翻转, 使得锋面后的水体显现模糊不清的图像, 锋面前未被扰动的非湍流区水体依旧透明. 随时间的增长, 锋面向着未混合的水体侵入 (intrusion), 阴影图上可见锋面变成了凹凸形界线, 并逐渐增长为不规则锯齿形突起, 如同垂直面上的波 (凸起处称波峰, 凹陷处为波谷); 进一步的演化, 锋面后的水体中显示出不再活跃的多层次水平迹线, 形同化石般的纹理结构, 这种图像随水体的运动可以延续很久, 这就是海洋界称为化石化 (fossilized) 的微结构; 当湍流能完全耗散时, 运动停止, 纹理结构消失, 水体再现透明. 图 2 (亦可参考文献 [5] 中图 2) 是一组锋面运动过程的典型流态. 由此可见, 实验观察到的锋面产生、坍塌和侵入的运动过程均和它包围水体内的湍流特性相联系.

在侵入过程中锋面形态也在演化, 按一定时间间隔 (如 1 s) 拍摄锋面运动的迹线, 将每帧图片上的迹线由数字化仪输入微机, 计算获得了锋面的平均水平位移和时间间隔内的运动速度, 总结本次实验和文献 [5] 中的结果示于图 3, 图中给出锋面运动速度 V_f 随时间 T_f 的分布并按最小二乘法拟合的曲线. 由图可见, 锋面运动速度基本随时间增长而增加, 但曲线斜率在最初数秒较大, 说明锋面运动速度较快, 数秒后斜率减小速度降低; 这可理解为, 斜率变化处对应于锋面的坍塌, 坍塌前锋面以几乎接近均匀湍流运动速度前进, 坍塌后受到层结的抑制湍流转变成二维湍流或内波运动.

2.2 锋面坍塌的特征时间

锋面从形成到坍塌过程仅数秒钟, 而湍流的性质则由均匀湍流向二维湍流和化石湍流转变, 坍塌的特征时间 T_c 又称转换的临界时间, 其值大小反映了层结对湍流的影响程度. 因此,

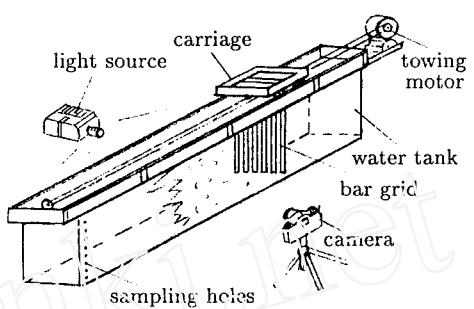


图 1 实验装置及测试系统简图
Fig. 1 A sketch of apparatus and measuring system

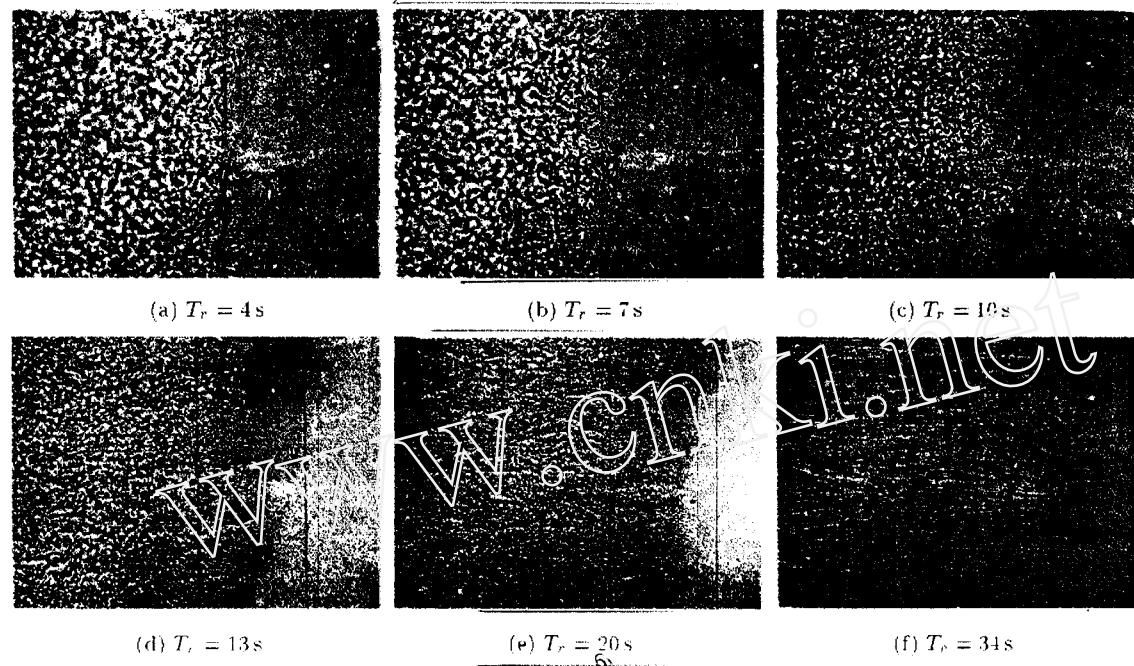


图2 锋面运动随时间的演变过程

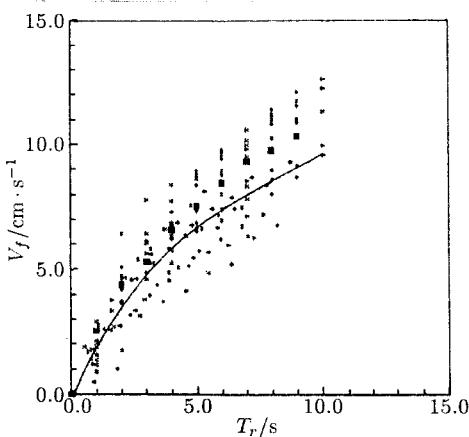
Fig.2 A sequence of shadowgraph photographs of progressive turbulent front, $Fr = 2.86$ 

图3 锋面运动速度随时间的变化

Fig.3 Front speed V_f vs. real time T_r

出了实验获得的 Fr_i 值分别是 $0.25^{[2]}$, $0.27^{[4]}$ 和 $0.70^{[5]}$, 本次实验得到的平均值为 0.497 . 如果关联 Fr_i 和 NT_c 的关系, 或许存在如图 4 中所示的随 Fr_i 数增大 NT_c 相应减小的趋势. 这表明在相同的层结条件下, 栅格的振动频率高或拖动速度高导致强的湍流混合, 其 Fr_i 值要相对地大, 锋面坍塌仍较迅速, 即 NT_c 值也较小^[5]. 有关湍流混合强弱对锋面坍塌快慢的影响, 还需进一步的实验研究.

前人用实验研究各种形式产生锋面的坍塌时间, 尽管确定 T_c 的判据存在差异, 但结果表明, T_c 与水体的层结特性 N 有关, 在强的层结 (N 值大) 水体中锋面坍塌更迅速 (T_c 值小), 因而无因次特征时间 NT_c 基本为一常数. 例如, 对于振动方形栅格锋面坍塌的 $NT_c = 9.6 + 2.5^{[2]}$, 垂直拖动方形栅格 $NT_c = 5.5^{[4]}$, 水平拖动竖条形栅格系统, 本实验及文献 [5] 中的结果总结后给出 $NT_c = 2.9$.

锋面坍塌的特征时间还与形成湍流的扰动条件有关, 上述作者引用当地 Froude 数 $Fr_i = u'/NL_c$ 来表征扰动惯性力与层结浮力的相互作用^[1,5,9], 其中 u' 是锋面坍塌时当地的湍流速度, L_c 是相应的积分尺度. 他们给

2.3 锋面演化的特征尺度

锋面坍塌后湍流逐渐衰减，小涡的垂直翻转减弱，与此同时锋面形态随时间演变，其上的凹凸数由多到少，直至仅有 3~6 个锯齿形波，并以侵入方式前进保持许久。层结流体中湍流的尺度是否能从锋面的表观形态来估计？Thorpe^[3] 在考察锋面运动时，尝试了更为直接和简单的方法，用测量锋面形状的垂直高来估计湍流尺度，他找到锋面锯齿形波峰根部的高度 h 与栅格振动频率 ω ，振幅 α 及栅格的几何尺度 M 有以下关系

$$h = 0.34\alpha^{3/4} M^{1/4} (\omega/N)^{1/2} \quad (1)$$

Browand 在文献 [2] 中也测得了锋面坍塌时波峰间距 h ，并给出与湍流积分尺度 L_c 的关系

$$h = L_c = 1.0(\omega/N)^{1/2} \quad (2)$$

我们对锋面迹线进行图像处理，由锋面凸起的波峰数计算其平均间距 H_f ，在同一实验过程中随时间演化波峰数减少，平均间距 H_f 增大。类似 (1) 和 (2) 式的作法，对于不同实验条件我们整理成栅格运动的无因次参数 $Fr = U/NM$ ，其中 U 为栅格拖动速度， M 为特征长度（目尺度）。将波峰间距 H_f 随 Fr 数的变化示于图 5，拟合得到粗略关系为

$$H_f = A Fr^{1/2} \quad (3)$$

由 (3) 式获得的 H_f 即是锋面的特征尺度，实验获得的常数 $A = 1.1 \sim 1.2$ 。和 (1), (2) 式表征的物理意义一致，在固定栅格尺度和水体层结参数情况下，锋面的特征尺度与产生锋面的运动条件有关，当湍流混合强、振动栅格的频率 ω 高、振幅 α 大或拖动栅格的速度 U 高时， Fr 值大锋面的湍流尺度亦大。与文献 [2] 和 [3] 不同处在于，文献 [2] 和 [3] 以及公式 (1) 和 (2) 是用振动栅格的频率和振幅为变量，本实验由拖动栅格产生湍流锋面，其动力学含义显然是十分相似的。虽然 H_f 值大小与曾在文献 [5] 和 [6] 中测得的湍流积分尺度相近，但不能如同文献 [2] 和 (2) 式 $h = L_c$ 的结果，因为，把锋面的投影作为迹线处理，只可能是一种粗略的近似。

在以往的研究中，人们已认识到锋面坍塌后湍流转变为内波控制的运动，但对内波运动的观测和给予定量阐述相对地少。Thorpe^[3] 首先用阴影法观察到振动栅格下游某处内波到达的过程和波数的变化，假设忽略沿水槽纵向和横向的波数，他给出内波运动的最大水平群速 $C_g = N/m$ ，式中 N 为层结参数， m 为沿水深的波数，由此从实验可以粗略地估计内波的水平群速，这对研究内波非常重要，它可估计出内波能量传递的速率和方向。通常由于波数 m 难于直接测量，如果测得波长并从波长与波数的关系 $\lambda = 2\pi/m$ 亦可得到群速 $C_g = N\lambda/2\pi$ 。实验中我们将坍塌后锋面保持稳定波数时波峰的平均间距（由图像处理得到） W_a 作为波长 λ 代入计算出

$$C_g = NW_a/2\pi \quad (4)$$

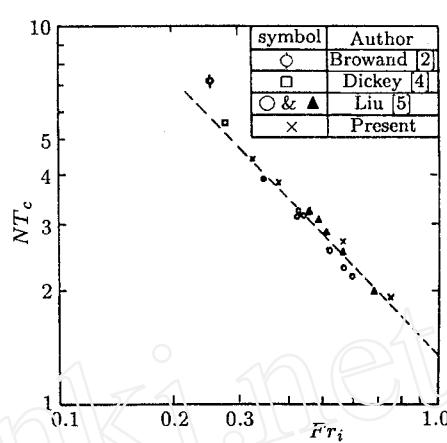


图 4 锋面坍塌的特征时间 NT_c 随湍流

Froude 数 Fr_i 的变化

Fig.4 The time scale of front collapse NT_c is a function of turbulence Froude number Fr_i

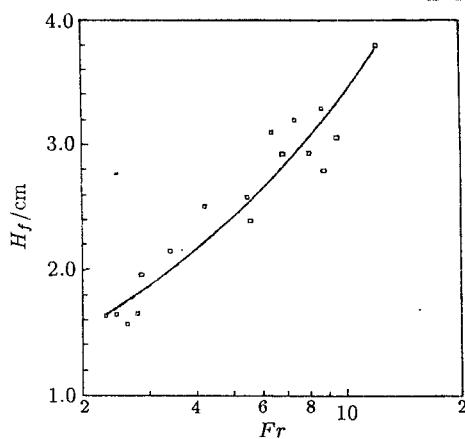
图 5 锋面的特征尺度 H_f 与 Fr 的关系

Fig.5 The average scale H_f of intrusion
as a function of Fr

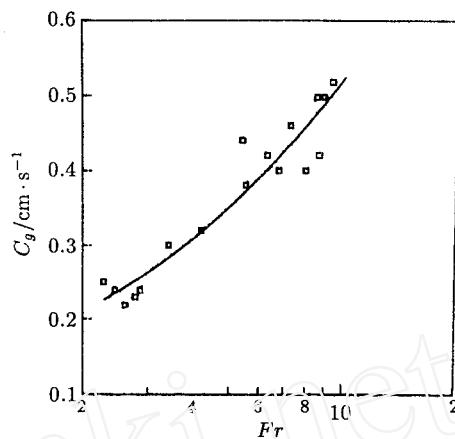
图 6 内波群速度 C_g 与 Fr 的关系

Fig.6 The group velocity of internal wave C_g
as a function of Fr

将不同实验参数同样整理成 Fr 数及群速 C_g 并绘于图 6, 拟合获得粗略关系有

$$C_g = BFr^{1/2} \quad (5)$$

实验获得常数 $B = 0.14 \sim 0.15$, 波速 C_g 范围在 $0.2 \sim 0.6$ cm/s, 而在文献 [3] 中的 C_g 约为 $0.7 \sim 0.9$ cm/s, 这可能是由于本实验的 N 值范围较小所致. 类似上述锋面特征尺度的讨论, 内波群速度值与湍流混合强度 Fr 值的大小相联系也是基本合理的, 当然, 式 (5) 表明的依赖关系以及内波能量传递和湍流能量的转换等问题, 还有待进一步的研究.

综上所述, 本文从锋面的形成、坍塌和演化过程中, 研究了锋面运动的流态和特征, 获得了锋面坍塌的特征时间、向非湍流区侵入的运动速度、锋面的特征尺度、锋面与内波运动的群速度及其与栅格运动参数的关系等结果. 值得指出的是, 锋面运动的诸特征实际对应和表征着锋面所包围区内水体的湍流运动和演变, 因而这些结果对于深入了解分层流湍流的特性是有一定意义的.

参 考 文 献

- 1 Gibson, CH. Turbulence in the ocean, atmosphere, galaxy, and universe. *Appl Mech Rev*, 1996, 49(5): 299~315
- 2 Browand FK et al. The behavior of a turbulent front in a stratified fluid: Experiments with an oscillating grid. *J Geophys Res*, 1987, 92(C5): 5329~5341
- 3 Thorpe A. On the layers produced by rapidly oscillating a vertical grid in a uniformly stratified fluid. *J Fluid Mech*, 1982, 124, 391~409
- 4 Dickey TD et al. Decaying turbulence in neutral and stratified fluids. *J Fluid Mech*, 1980, 99, 13~31
- 5 Liu YN et al. Collapse of a turbulent front in a stratified fluid: 1. Nominally two-dimensional evolution in a narrow tank. *J Geophys Res*, 1987, 92(C5): 5427~5433
- 6 柳绮年等. 分层流体中栅格湍流的特征, 力学报, 1991, 23(3): 257~264 (Liu YN et al. An investigation on the properties of grid turbulence in stratified fluid. *Acta Mech Sinica*, 1991, 23(3): 257~264 (in Chinese))
- 7 Tseng R et al. The dynamics and geometry of a two-dimensional turbulent front. *Phys Fluids*, 1990, A2(7): 1224~1230
- 8 Xu Y et al. Turbulent wakes of stratified flow past a cylinder. *Phys Fluids*, 1995, 7: 2243~2255
- 9 Hopfinger EJ. Turbulence in stratified fluids: a review. *J Geophys Res*, 1987, 92(C5): 5287~5303

AN EXPERIMENTAL STUDY ON SOME FEATURES OF TURBULENT FRONTS IN STRATIFIED FLUID¹⁾

Liu Yinian Wu Chuanbao Zheng Caiyun

(Institute of Mechanics, Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract Some features on the turbulent fronts were studied experimentally. The turbulence was produced by towing a grid with vertical square bars through a tank filled with linear stratified fluid. The shapes and behaviors of front motions were observed and recorded by shadowgraph and photograph. The data and parameters of fronts were collected and computed by using an image-digitized-microcomputer processing system from the traces of fronts.

The variation of front pattern with time was examined. The front rapid collapsed from a nearly vertical surface to a sawtooth-like wave surface. In the volume of fluid behind the front the turbulence was no longer active by the effect of stratification. Converted two-dimensional turbulence or internal wave and fossilized microstructure could also be seen. The speed of front motion is different before and after the collapse, and is obviously faster than front collapse. Averaged non-dimensional characteristic time NT_c was 2.9 at front collapse (from reference [5]), where N is Brunt-Vaisala frequency, and T_c is the transition time of front collapse. The NT_c was related to the level of turbulent disturbance and stratification. Collecting previous results obtained by several authors, it was found that with disturbance Froude number Fr_i increasing the NT_c tended to decrease, where $Fr_i = u'/NL_c$, u' and L_c are the fluctuation velocity and integral scale of turbulence at the start of collapse, respectively.

The mean vertical distance between peaks on the front H_f was measured. The value of H_f varied with the parameters of grid motion. A rough relation was found at front collapse, which is $H_f = (1.1 \sim 1.2)(U/NM)^{1/2}$, where U is velocity of towing grid and M is grid mesh size. In fact, the value of H_f was associated with turbulence in the fluid involved by fronts, so that H_f could be regarded to a characteristic length of fronts. The group velocity of internal wave was explored and examined. The group velocity of internal wave C_g was estimated from wavelength λ converted by the number of peaks on the front, $C_g = N\lambda/2\pi$. The rough relation was given by $C_g = (0.14 \sim 0.15)(U/NM)^{1/2}$. The range of C_g was about 0.2~0.6 cm/s obtained in present experiment.

Key words stratified fluid, turbulent front, front collapse, flow visualization, image processing

Received 26 September 1997, revised 8 April 1998.

¹⁾ The project supported by the Foundation of the National Turbulent Laboratory of Peking University.