

# 内孤立波破碎所致混合的实验研究\*

黄鹏起<sup>1</sup> 陈旭<sup>1</sup> 孟静<sup>1</sup> 李敏<sup>2</sup> 王伟<sup>2</sup>

(1. 中国海洋大学海洋与大气学院 青岛 266100; 2. 广东海洋大学海洋与气象学院 湛江 524088)

**摘要** 为定量分析内孤立波破碎的混合过程, 本文在二维内波水槽中进行了两层流体第一模态内孤立波在斜坡上破碎的实验, 运用粒子图像测速技术(PIV)测量内孤立波传播、破碎、反射过程的流场, 计算涡度、湍动能和湍耗散率。结果表明不同振幅内波在不同角度斜坡上破碎时各个量的分布特征十分相似, 各组实验各要素时间序列中均有两个峰值, 分别发生于非线性增强和破碎时刻。得到破碎时湍耗散率与内孤立波振幅的关系为: 较小振幅内波的湍耗散率与振幅呈 2 次关系, 无因次振幅增大到 0.9 湍耗散率趋于不变; 与斜坡角度的关系为: 对于小振幅内波斜坡角度增大, 破碎程度降低, 耗散率减小; 振幅较大时, 存在一个角度使破碎程度最大。破碎引起的湍耗散率的量级在  $10^{-7}$  到  $10^{-4} \text{m}^2/\text{s}^3$  之间, 比实测海洋中内孤立波传播界面和内潮遇地形破碎的湍耗散大 1 个量级。

**关键词** 内孤立波破碎; PIV; 湍耗散; 涡度; 湍动能

**中图分类号** P731.24 **doi:** 10.11693/hyh20150800218

海洋内波是密度稳定层结的海水中一种普遍存在的波动现象。共振相互作用、对流不稳定和剪切不稳定等机制引起内波破碎, 使其等密度面发生翻转, 产生湍流和不可逆的能量耗散(梁建军等, 2012)。内波破碎是海洋内部跨等密度面混合的主要来源(Garrett *et al.*, 2007), 能量在此过程中从较大尺度向较小尺度传递, 对海洋环境产生重要的影响。

许多证据表明, 底地形是影响海洋混合的一个重要因素(Ledwell *et al.*, 2000; Nikurashin *et al.*, 2010; Klymak *et al.*, 2012)。连续分层流体中内波传到倾斜地形时, 由于能量束反射前后与水平方向夹角不变, 反射后能量集中, 易发生破碎, 此时会产生强烈的湍流混合。在数值模拟和实验室研究中, 对内波破碎的研究主要集中于两层流体中的内孤立波经过正弦、三角、椭圆或斜坡地形破碎。

实验室环境中, Ivey 等(1989)进行了对连续层结流体中内波在斜坡边界破碎导致的垂向混合的研究。他们将混合效率定义为因混合增加的势能与入射波的动能损失之比, 它由流体的稳定度决定, 其

上限约为 0.2。Helfrich(1992)进行了两层流体中下凹形内孤立波在斜坡上传播的实验, 获得破碎与湍斑的发生位置, 估算了第一模态波从破碎点转到垂向混合时的能量损失大约为  $15\% \pm 5\%$ 。Michallet 等(1999)是 Ivey 等(1989)实验的后续。他们对下凹形内孤立波在均一坡度的斜坡上的浅化效应和破碎进行实验研究, 在使造波区混合尽可能小的条件下生成大振幅内波。他们发现波长  $L_W$  与斜坡特征长度  $L_S$  的比值决定了从斜坡反射的能量总量, 当  $L_W/L_S=0.5$  时混合效率达到最大值 25%; 而  $L_W/L_S$  大于或小于 0.5, 混合效率都减小。杜辉等(2014)研究了两层流体内孤立波在斜板上的破碎, 分析内孤立波能量发现, 能量损失出现跃升是其发生破碎的重要特征, 而这是由于地形效应导致的内孤立波破碎和混合, 加剧了能量损失。

数值实验方面, 李丙瑞等(2010)在两层流体中模拟了三维小振幅内行进波在白噪声强迫下破碎的过程, 在剪切作用大到足以克服层结反向力矩作用时最大混合率为 0.18; 这与 Li 等(2015)模拟二层流体中

\* 国家自然科学基金项目, 41476001 号; GLOD 开放课题项目, GLOD1402 号; 中国海洋大学基本科研业务项目, 201362011 号。黄鹏起, E-mail: paangheiwong@126.com

通讯作者: 陈旭, 副教授, E-mail: chenxu001@ouc.edu.cn

收稿日期: 2015-08-15, 收修改稿日期: 2015-11-21

内孤立波经过三角地形破碎, 障碍参数为 1 时达到的最大混合率 0.16 较为接近。Klymak 等(2012)结合现场观测数据, 模拟了内潮经过 Hawaii Ridge 破碎, 得到湍耗散率为  $10^{-8}$ — $10^{-4}$   $\text{m}^2/\text{s}^3$  量级, 比实测值高出 1—2 个量级。

对内波湍耗散率的研究主要为海洋实测。Moum 等(2003)在 Oregon 大陆架的海中观测到两个内孤立波在 20 分钟之内传播经过传感器, 他们计算的内孤立波界面处耗散率的量级在  $10^{-7}$ — $10^{-5}$   $\text{m}^2/\text{s}^3$  之间, 而且可以发现波形后部的耗散率大于波前, 这可能是波形后部变陡造成的。而 Klymak 等(2008)基于 Thorpe 位移计算的在 Kaena Ridge 内潮与地形作用破碎引起湍耗散在  $10^{-7}$ — $10^{-6}$   $\text{m}^2/\text{s}^3$  量级。

本文在二维内波水槽两层流体中采用重力塌陷法造内孤立波, 在斜坡上破碎。使用 PIV 技术测量破碎时的流场结构, 计算内波破碎时的湍耗散率以分析混合的影响, 重点聚焦到内波破碎时各物理量的时间演化特征, 定量刻画混合过程。

## 1 实验设置

本实验在中国海洋大学海洋与大气学院的流体力学实验室中进行, 主要设备布局如图 1 所示。实验水槽尺寸为  $3\text{m} \times 0.15\text{m} \times 0.3\text{m}$ , 本文中定义水平方向为  $x$ , 垂直方向为  $z$ 。角度  $\theta$  指斜坡角度,  $\rho_1$ 、 $\rho_2$  分别为上、下层的初始密度,  $h_1$ 、 $h_2$  分别为上、下层的初始厚度,  $H$  为水槽内初始总水深。

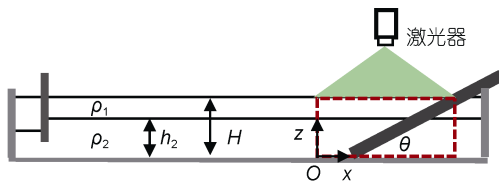


图 1 实验装置示意图

Fig.1 Schematic diagram of experimental design

实验条件如表 1 所示, 其中染色实验 1 用于提取波要素, 实验 2—4 为 PIV 实验, 配置两层流体时加入了粒径  $50\mu\text{m}$  的示踪粒子。重力塌陷法中塌陷高度的定义为: 插入左侧挡板、往封住水体中注入上层水后挡板两侧上下层界面的高度差, 4 组实验中塌陷高度  $\eta$  从 2cm 变化至 9cm。CCD 位于右侧, 其分辨率为  $1920 \times 1080$  像素, 拍摄帧率设为 50 帧/s, 即两幅相邻照片的时间间隔为 0.02s, 图 1 中红色虚线框为拍摄视场, 实验 2—4 中视场长约 40cm。

表 1 实验条件  
Tab.1 Experimental conditions

实验	角度 $\theta(^{\circ})$	$\rho_2/\rho_1$	$h_2/H$
1	16.4	1.024	0.792
2	18.0	1.029	0.793
3	22.8	1.021	0.800
4	30.0	1.019	0.800

## 2 数据处理方法

提取某一断面的波形时间序列分析可得波要素如振幅、波速和周期。使用 PIVlab(开源 PIV 软件, Thielicke *et al*, 2014)获取速度场: 先对原始图像进行预处理减小过亮粒子的影响, 采用 FFT window deformation 算法, 查询窗口大小为  $16 \times 16$  像素, 得到流场并对结果进行过滤和插值。

考虑到内孤立波流场的特殊性, 在计算脉动速度时不能单纯地时间或空间平均。本文使用的方法是识别出原始照片中界面坐标, 在每个水平位置处对上下层分别整层平均得到平均速度。用瞬时速度减去平均速度求出脉动速度, 然后用脉动速度的空间分布或时间序列计算湍耗散率、湍动能。

计算湍耗散率的空间分布, 本文使用“直接法”(direct method)。该方法基于湍耗散率的定义式

$$\varepsilon = 2\nu \overline{e_{ij}e_{ij}} = \nu \left( \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} + \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}} \right), \quad (1)$$

其中,  $u_i$  为脉动速度,  $x_i$  和  $x_j$  为坐标(下标  $i$  和  $j$  可取值 1 或 3, 分别代表水平、垂直方向),  $\nu \approx 0.00135 \text{cm}^2/\text{s}$  为运动学黏度( $10^{\circ}\text{C}$ , 密度为  $1.03$ — $1.05 \text{g}/\text{cm}^3$  的氯化钠溶液), 上划线表示取平均。由于平面 PIV 无法测出所有项, 运用连续方程和湍流的各向同性假设可将(1)式简化为(Doron *et al*, 2001)

$$\varepsilon = 4\nu \left[ \overline{\left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right)} + \frac{3}{4} \overline{\left( \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right)^2} \right] \quad (2)$$

参考 Moum 等(2003)的方法, 用断面的速度时间序列计算湍耗散率的方法同样基于定义, 将(1)式简化为以下形式

$$\varepsilon \approx \frac{15}{2} \nu \overline{\left( \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right)^2}, \quad (3)$$

$$\varepsilon \approx \frac{15}{2} \nu \overline{\left( \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right)^2}, \quad (4)$$

或是

$$\varepsilon \approx \frac{15}{4} \nu \left[ \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

湍动能(TKE)由下式计算

$$E_k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}. \quad (6)$$

涡度  $\text{vort} = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$  (此处  $u$ 、 $w$  分别为水平和垂直瞬时速度)可由 PIVlab 计算流速同时导出。

### 3 实验结果

实验中采集的图像如图 2 所示, 其中 a 为实验 2 塌陷高度 2cm, b 为实验 3 塌陷高度 5cm, c 为实验 4 塌陷高度 9cm 的图像, 1—4 分别为内孤立波传播、等密度面变陡、破碎、冲击水上涌的过程。

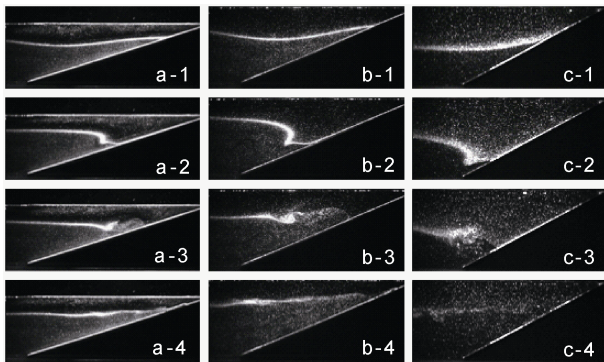


图 2 实验 2—4 原始照片  
Fig.2 Images of Experiments 2—4

分析斜坡左侧断面时间序列, 拟合得到塌陷高度  $\eta$  与内孤立波振幅  $a$  关系如图 3, 可看出两者呈良好的线性正相关。

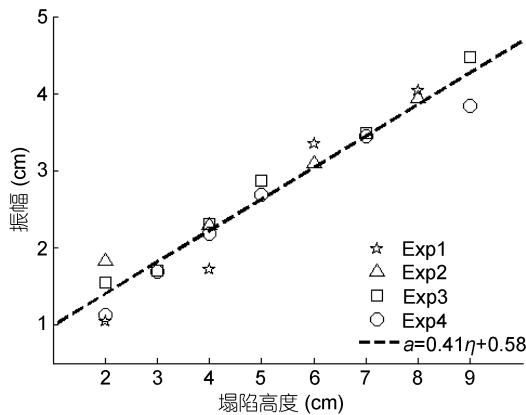


图 3 塌陷高度  $\eta$  与入射波振幅  $a$  关系  
Fig.3 Relation between collapse height and incident wave amplitude

### 3.1 速度场

分析所有实验图像得到速度场, 可知所有实验中的流速大小在 0—10cm/s 之间。从图 4a 可以看到入射波的流动可用界面处的剪切描述: 入射波上层流体与波速同向流动, 下层流体反向流动, 反射波反之。图 4b 垂直速度时间序列则呈现明显的波前下降流、波后上升流特点。

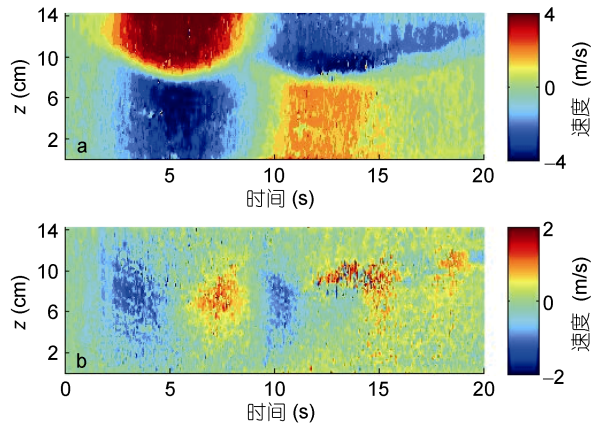


图 4 视场  $x=2\text{cm}$  断面速度时间序列  
Fig.4 Velocity time series at  $x=2\text{cm}$  profile in the field of view  
a: 水平速度, b: 垂直速度

从速度的空间分布图(图 5)观察到这一相对对称的流动于波后近底部处首次发生变形, 波谷下速度沿斜坡向下, 波后则向上, 导致逆压力梯度的产生; 随后内波的等密度面发生翻转呈“Z”形, 这是因为右上方的水体继续向右运动, 而波面以上、被斜坡下部阻挡的水体则向左挤压, 致使原本在该处波面以下的水体向右沿斜坡向上运动, 此时波前变缓波后变陡, 导致了波形的破碎。压力梯度增大, 波后垂向速度增大, 变得不稳定, 重流体被抬升到轻流体中, 波后产生强逆时针涡旋(图 5a,  $x=15\text{cm}$  斜坡上方处), 反过来又将轻的粒子带到波后的下方; 图 5b 中可以看到破碎过程的继续发展, 涡旋强度和范围增大, 斜坡右上方水体仍向右运动但速度减小。

该部分水体随后受到斜坡阻碍, 产生向左的速度。上层左侧的水体则已经作为反射波向左运动了, 此时的流场可用上层的离岸流和下层沿斜坡向上的强底流描述, 破碎区域中出现向右运动速度的极大值, 运动方向较为杂乱, 冲击水的运动速度很大; 冲击水在斜坡上运动达到最高点, 反射波离开视场后, 整个场流速都变得很小。

### 3.2 湍消散

使用上述脉动速度空间分布的直接法求出每隔

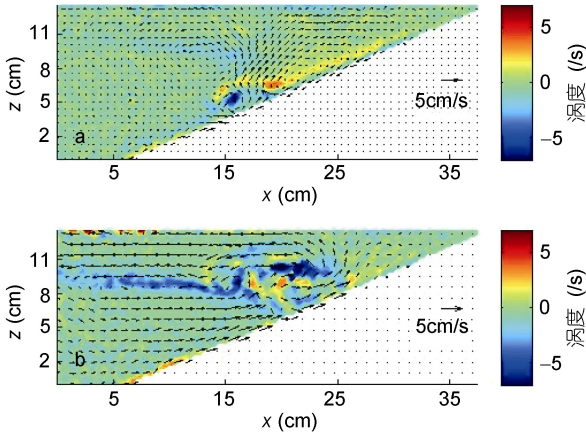


图5 破碎阶段两个典型速度场空间分布,背景等值线为涡度

Fig.5 Two typical patterns of spatial distribution of velocity field during breaking; the background contour is vorticity  
a 与 b 时间间隔为 2.5s

0.5s 全场的耗散率,在内孤立波传播时的界面处、破碎区域的整个下层耗散都很强。取每个时刻场中最大值绘制出整个实验过程标准化的最大湍耗散率  $\epsilon$ 、平方涡度  $vort^2$  和湍动能 TKE 的时间序列图如图 6。最大湍耗散率量级在  $10^{-6}$ — $10^{-4} m^2/s^3$ , 图 6a 中可以看到 3 个物理量的时间序列都有明显的的双峰特征。当内波进入视场后,耗散率增大到一定值后维持不变,遭遇斜坡地形之后非线性增强,耗散率也再次上升形成第一个峰值。随后整个场的耗散率都在 1s 内骤减,这是因为整个场的脉动速度急剧减小,而破碎还未发生,此时耗散率量级同非线性增强前相同。当破碎开始发展后耗散率开始逐渐增大,形成第二个峰值,最后随着反射波传播离开视场而减小。图 6b 中较大振幅内波的耗散率的第二个峰值远小于第一个峰,可能是较大振幅内波在破碎前非线性增强的阶段,耗散率大大增加,与之相比破碎阶段的耗散率过小,不能形成一个显著的峰。对比 a 中第二个峰的值可以看出两者大小相当,因此可以认为 b 中破碎过程耗散第一个峰的能量更多。3 个物理量全场平均的时间序列也有类似的双峰特征,平均湍耗散率和湍动能与最大值时间序列变化较一致;而不同的是振幅较大时,平方涡度入射和反射过程的两个峰值大小相当。

从表 2 其他塌陷高度的最大湍耗散率还能够观察到不同角度下内孤立波的耗散率之间的区别:实验 2—4 的斜坡角度不断增加,而实验 2 和 4 中 8、9cm 塌陷高度的耗散率数值大小相当,这说明尽管振幅变大,但由于斜坡角度增大,限制了破碎的发展。这

一关系也可以从实验 3 和 4 中的 9cm 塌陷高度的耗散率曲线看出,同一塌陷高度下,斜坡角度增大,造成实验 4 的耗散率小于实验 3,仅为其一半左右。这一关系可以更明显地从 3 组实验的小振幅(塌陷高度 2cm)内波耗散率中观察到。因为角度增大,小振幅内波更多的是反射而非破碎,导致这一阶段的耗散率较小,最大值仅在  $10^{-5} m^2/s^3$  量级。

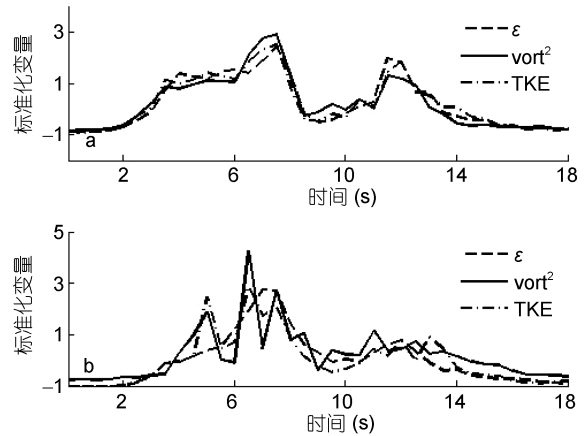


图6 标准化最大湍耗散率  $\epsilon$ 、平方涡度  $vort^2$ 、湍动能 TKE 的时间序列

Fig.6 Time series of normalized maximum turbulence dissipation rate, square vorticity, and turbulence kinetic energy (TKE)

a: 实验 4 塌陷高度 5cm; b: 实验 3 塌陷高度 9cm

表 2 破碎时不同斜坡角度、不同振幅内波最大湍耗散率  
Tab.2 Maximum  $\epsilon$  at different slope angle and different internal wave amplitude during breaking

实验序号- 斜坡角度 Exp- $\theta(^{\circ})$	塌陷 高度 (cm)	最大湍 耗散率 ( $10^{-5} m^2/s^3$ )	塌陷 高度 (cm)	最大湍 耗散率 ( $10^{-5} m^2/s^3$ )
2-18	2	5.90	8	14.80
3-22.8	2	3.68	9	32.41
4-30	2	1.55	9	17.75

对应图 6a, 两个峰值时刻对应的湍耗散率、湍动能和平方涡度的空间分布如图 7 所示, 可以发现 3 者的分布特征十分相似: 峰值 1 时刻斜坡上的上下层界面处由于内波的非线性增强而产生了各要素的极大值; 峰值 2 时刻则是由于破碎后反射波造成的上下层流速剪切形成波后较大的湍流能量耗散。George 等 (1991) 提到涡度的均方根在均质、各向同性假设下与耗散率仅相差一个系数即运动学黏度, 这个结论与本文结果符合较好, 平方涡度与湍耗散率的相关系数在 0.7—0.9 之间, 相关性较高。由于强剪切的存, 湍动能在界面处总是很大, 说明此处有很强的湍流



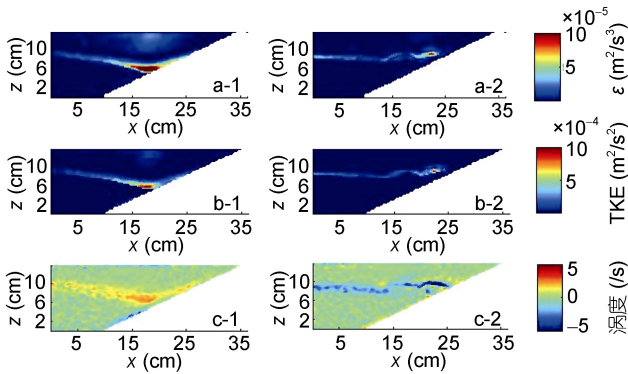


图7 两个峰值时刻 a: 湍耗散率  $\epsilon$ , b: 湍动能 TKE 和 c: 涡度空间分布

Fig.7 Spatial distribution at the peak time

左: 峰值时刻 1, 右: 峰值时刻 2

a:  $\epsilon$ ; b: TKE; c: vorticity

Left panel: Peak time 1; Right panel: Peak time 2

扰动, 脉动速度有跨越等密度面的分量。

取每组实验中最大湍耗散率和湍动能、平方涡度的时间序列中第二个峰值作出其与内孤立波无因次振幅(入射波振幅/上层厚度)关系如图 8 所示, 拟合得到关系曲线。由图 8a 可以观察到无因次振幅小于 0.9 时, 振幅与最大湍耗散之间呈平方关系, 而无因次振幅大于 0.9, 湍耗散率随振幅增加的趋势变缓或不变, 说明在一定水深、厚度比和密度比的限制下, 内孤立波破碎引起的湍流强度和耗散不会随振幅无限增大。平方涡度、最大湍动能与入射波振幅呈平方关系。

用时间序列方法求得耗散率分布可以看到, 由于不严格满足各向同性假设, 图 9 中 a 与 c 的分布特征较为一致, 而两者与 b 差别较大。随着波的传播波谷逐渐经过断面, 界面处的耗散率增大, 可以观察到破碎时(第 8—14s), 在第 7s 左右波形突然变陡, 斜坡底部也出现了一个耗散率的极大值。随后的反射波形已经难以分辨, 界面处的混合仍然很强, 下层由于湍流扰动也零星分布有较大的耗散率。计算的湍耗散比 Moum 等(2003)和 Klymak 等(2008)大 1 个量级。考虑到实验室测量湍耗散通常大于海洋实测值, 我们认为本文计算的湍耗散率量级是正确的。但是如果更好地比较海洋与实验室模拟的内孤立波界面处的湍耗散, 还需要改变实验设置中的层结条件, 这仍有待进一步的探究。

下面就实验和计算中可能出现的误差进行讨论。

首先由于实验所用示踪粒子密度约为  $1.05\text{g/cm}^3$ , 介于两层流体密度之间, 导致上层表面不可避免地有一层漂浮的粒子以及上下层界面处粒子聚集, 会使

分析速度产生误差。使用 PIVlab 时采用  $16 \times 16$  像素的查询窗口, 即  $3\text{mm} \times 3\text{mm}$  左右, 可能会平滑掉一些微小的速度脉动, 而且在分析速度的后期处理时手动选取一个流速的范围, 这一步骤有可能会带来误差。在计算过程方面, 脉动速度的计算是本文的一个难题, 也是产生误差的根源。首先因为求平均速度的

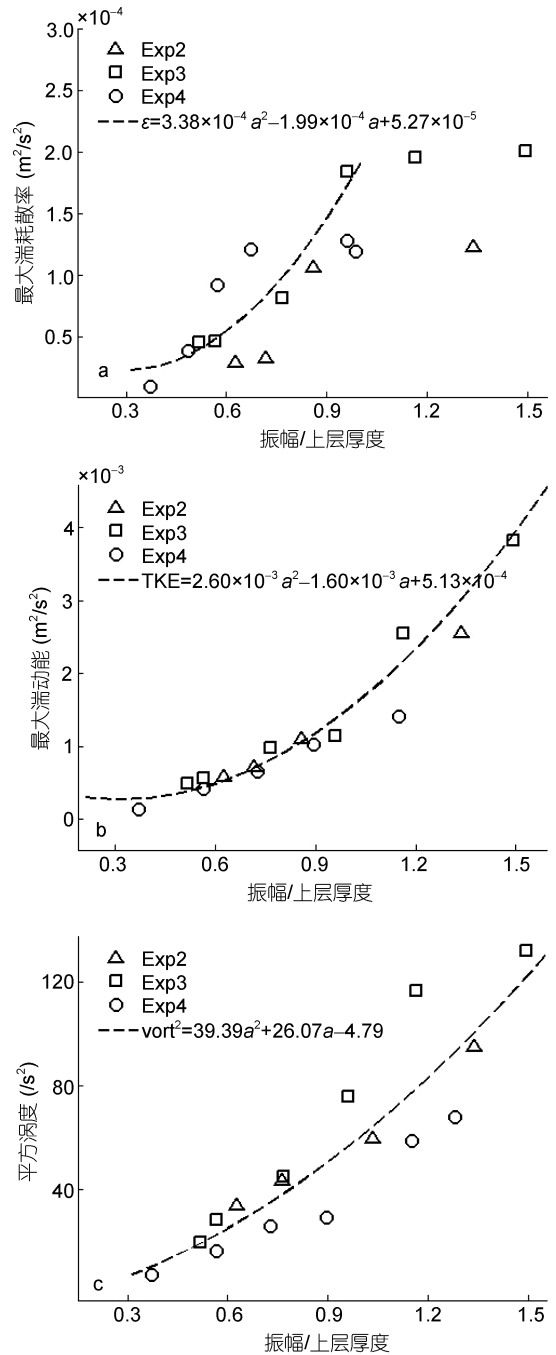


图8 最大湍耗散率  $\epsilon$ (a)、湍动能 TKE(b)和平方涡度  $\text{vort}^2$ (c) 与无因次入射波振幅关系

Fig.8 The fitted line of dimensionless amplitude vs maximum  $\epsilon$ (a), TKE(b), and square vorticity(c)

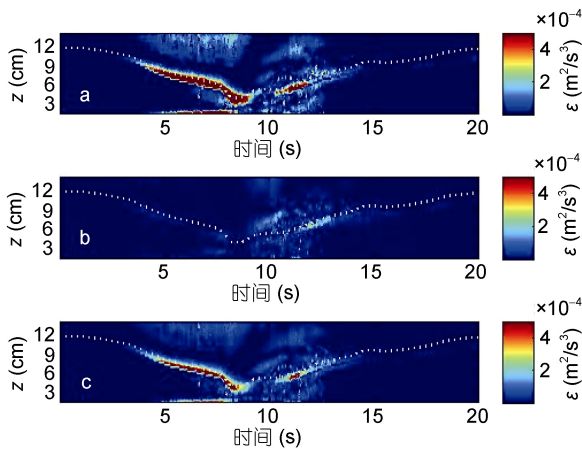


图9 实验3 塌陷高度  $\eta=9\text{cm}$ ,  $x=9.8\text{cm}$  断面上湍耗散率的时间序列

Fig.9 The time series of turbulence dissipation rate when  $\eta=9\text{cm}$ ,  $x=9.8\text{cm}$  in Experiment 3

a: 水平, b: 垂直, c: 水平+垂直脉动速度计算结果

方法的特殊性, 必须要识别出内孤立波的上下界面, 这一步骤由人工手动完成, 并且只是大致识别几个点, 其它位置由线性插值得到, 并非完全严格地贴合界面; 在内波破碎阶段, 上下层界面十分模糊, 难以识别。在对速度求微分时采用中心差分, 经过与向后差分比较, 发现向后差分造成计算耗散率值偏高。

#### 4 结论与展望

本文进行了两层流体第一模态内孤立波传播、在斜坡上破碎、反射的实验室模拟, 得到以下结论:

(1) 内孤立波传播的速度场可以用界面的剪切、上下层流速反向来描述。经过地形时内波波前变缓、波后变陡, 等密度面发生翻转, 波面下方产生逆时针的涡旋, 沿斜坡上运动形成冲击水, 反射波的离岸流在界面处造成明显的 Kelvin-Helmholtz 夹卷。

(2) 湍耗散率和湍动能的分布都与湍度十分类似。当内波即将破碎时非线性增强, 这 3 个量都增大, 然后随着波的变形而迅速降低, 破碎发生后又增大, 最大值在界面靠近斜坡的冲击水后部, 形成时间序列中的两个峰值。

(3) 使用直接法和湍流谱拟合法计算的湍耗散率的量级在  $10^{-7}$  到  $10^{-4}\text{m}^2/\text{s}^3$  之间, 比实测海洋内孤立波传播时界面处耗散率以及内潮遇地形破碎的量级范围  $10^{-7}$ — $10^{-5}\text{m}^2/\text{s}^3$  大 1 个量级。

(4) 各组实验中, 无因次振幅小于 0.9 时, 全场所有时间内最大湍耗散率与内孤立波振幅呈平方关系。最大湍动能、平方湍度与无因次振幅的关系则呈

现良好的平方关系。总体来看, 入射波振幅较小时斜坡角度越大, 破碎越弱; 振幅较大时破碎程度最大的斜坡角度为  $22.8^\circ$ 。但由于实验次数有限, 该角度值有待检验。

本文在实验室条件下研究内孤立波破碎所致湍耗散, 其条件与实际海洋有很大的差别。本文是实验室内波破碎湍耗散率计算的首次尝试, 仍需更多实验来对以上初步结果进行分析和讨论。

#### 参 考 文 献

- 杜 辉, 魏 岗, 曾文华等, 2014. 缓坡地形上内孤立波的破碎及能量分析. 海洋科学, 38(10): 98—104
- 李丙瑞, 范海梅, 田纪伟等, 2010. 小振幅海洋内波的演变、破碎和所致混合. 海洋与湖沼, 41(6): 807—815
- 梁建军, 杜 涛, 2012. 海洋内波破碎问题的研究. 海洋预报, 29(6): 22—29
- Doron P, Bertuccioli L, Katz J *et al*, 2001. Turbulence characteristics and dissipation estimates in the coastal ocean bottom boundary layer from PIV data. *Journal of Physical Oceanography*, 31(8): 2108—2134
- Garrett C, Kunze E, 2007. Internal tide generation in the deep ocean. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 39(1): 57—87
- George W K, Hussein H J, 1991. Locally axisymmetric turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 233: 1—23
- Helfrich K R, 1992. Internal solitary wave breaking and run-up on a uniform slope. *Journal of Fluid Mechanics*, 243: 133—154
- Ivey G N, Nokes R I, 1989. Vertical mixing due to the breaking of critical internal waves on sloping boundaries. *Journal of Fluid Mechanics*, 204: 479—500
- Klymak J M, Legg S, Alford M H *et al*, 2012. The direct breaking of internal waves at steep topography. *Oceanography*, 25(2): 150—159
- Klymak J M, Pinkel R, Rainville L, 2008. Direct breaking of the internal tide near topography: Kaena Ridge, Hawaii. *Journal of Physical Oceanography*, 38(2): 380—399
- Ledwell J R, Montgomery E T, Polzin K L *et al*, 2000. Evidence for enhanced mixing over rough topography in the abyssal ocean. *Nature*, 403(6766): 179—182
- Li Q, Xu Z H, Yin B S *et al*, 2015. Modeling the interaction of an internal solitary wave with a sill. *Acta Oceanologica Sinica*, 34(11): 32—37
- Michallet H, Ivey G N, 1999. Experiments on mixing due to internal solitary waves breaking on uniform slopes. *Journal of Geophysical Research: Oceans* (1978—2012), 104(C6): 13467—13477
- Moum J N, Farmer D M, Smyth W D *et al*, 2003. Structure and generation of turbulence at interfaces strained by internal solitary waves propagating shoreward over the continental shelf. *Journal of Physical Oceanography*, 33(10): 2093—2112
- Nikurashin M, Ferrari R, 2010. Radiation and dissipation of internal waves generated by geostrophic motions impinging on small-scale topography: Theory. *Journal of Physical*

Oceanography, 40(5): 1055—1074  
Thielicke W, Stamhuis E J, 2014. PIVlab—towards user-friendly,

affordable and accurate digital particle image velocimetry in  
MATLAB. Journal of Open Research Software, 2(1): e30

## AN EXPERIMENTAL STUDY ON MIXING INDUCED BY INTERNAL SOLITARY WAVE BREAKING

HUANG Peng-Qi<sup>1</sup>, CHEN Xu<sup>1</sup>, MENG Jing<sup>1</sup>, LI Min<sup>2</sup>, WAN Wei<sup>2</sup>

(1. Ocean University of China, College of Oceanic and Atmospheric Sciences, Qingdao 266100, China;

2. Guangdong Ocean University, College of Ocean and Meteorology, Zhanjiang 524088, China)

**Abstract** To understand the mixing that induced by internal solitary wave (ISW) breaking quantitatively, we conducted a 2-dimensional experiment on ISW in an internal wave tank in different amplitudes and slopes. Particle Image Velocimetry (PIV) was employed to visualize the velocity field of ISW during propagating, breaking, and reflecting. Vorticity, dissipation rate  $\varepsilon$ , and turbulence kinetic energy (TKE) were calculated. Results show in overall similar features among these parameters in different amplitudes  $a$  and slopes, showing two peaks in maximum square vorticity, TKE, and  $\varepsilon$  time series. The first peak appeared when nonlinearity boosting and the second at the breaking. We obtained  $\varepsilon \propto a^2$  for ISW of relatively small amplitude, and for large amplitude ISW,  $\varepsilon$  increased slowly and stayed at a certain point. For incident wave of ISW of relatively small amplitude, a larger slope lead to weaker breaking and smaller  $\varepsilon$ , while for that of large amplitude there occurred a slope at which most intense breaking took place. The dissipation rate measured ranged  $10^{-7}$ — $10^{-4}$  m<sup>2</sup>/s<sup>3</sup>, which is a magnitude larger than turbulence dissipation rate measured in real oceanic ISW interface and internal tide breaking.

**Key words** internal wave breaking; PIV; turbulent dissipation; vorticity; turbulence kinetic energy