

# 下凹内孤立波致流场结构及其影响因素的实验研究

武军林, 魏 岗, 杜 辉, 徐峻楠

(国防科技大学 气象海洋学院, 江苏 南京 211101)

**摘要:** 为进一步探究海洋内孤立波诱导流场对海洋工程结构物以及潜航器的影响, 本文采用重力塌陷方法和粒子图像测速(Particle Image velocimetry, PIV)技术在大型分层流水槽中进行内孤立波造波以及内部流速场测量, 定量分析了下凹型内孤立波诱导流场结构及其影响因素。研究表明: 在密度分层流体中, PIV 技术可实现对大幅面内孤立波诱导流场的精细测量以及波动结构特征的准确描述; 水平流速在上下层方向相反且在跃层处最小, 其剪切作用在波谷附近最强; 垂向流动在波前和波后分别为上升和下沉流, 两者流速值在距离波谷 1/4~1/2 波长位置达到最大; 在相同内孤立波振幅条件下, 上下层流体密度差越大、厚度比越小, 则波致流场越强; 随着振幅增大, 流场结构与 KdV、eKdV 和 MCC 理论模型对应波幅适用范围的描述相吻合。

**关键词:** 分层流; 内孤立波; 粒子图像测速(Particle Image velocimetry, PIV)技术; 流场特性; 水槽实验  
**中图分类号:** P731.24      **文献标识码:** A      **文章编号:** 1000-3096(2017)09-0114-09  
**DOI:** 10.11759/hyqx20170404001

内孤立波作为海洋中的一类典型波动, 其传播过程中不仅会在海洋内部产生大幅度垂向运动, 而且还会诱生突发性强流<sup>[1]</sup>。海上测量和海洋遥感结果表明, 南中国海的内孤立波活动频繁, 且具有分布范围广、振幅大、持续时间长和诱导流速剪切强等特点。大量观测发现<sup>[2-4]</sup>, 从吕宋海峡到东沙群岛之间海域的内孤立波常以向下凹陷波型为主, 不仅发生频率高而且波幅大, 其诱导的流速可达 2 m/s 以上。这类大振幅内孤立波对海洋工程结构物以及潜航器航行安全构成了严重的威胁。

开展内孤立波诱导流场结构特性研究是认识其危害性的基本出发点, 相关问题已取得许多重要的共识。例如, Hsieh 等<sup>[5]</sup>基于笛卡尔网格法对重力塌陷造波生成的内孤立波流场进行了数值模拟, 指出塌陷深度相对于上下层厚度比对初始流场的影响更大; 高原雪等<sup>[6]</sup>基于 MCC 模型对内孤立波波致流场进行的数值分析表明, 水平速度在上下流体层中的垂向衰减很小, 而在密度跃层中的垂向衰减显著; 王伟等<sup>[7]</sup>基于 KdV 和 mKdV 模型对“平板拍击”产生的内孤立波致流场数值分析指出, 在两层流体界面和波谷之间存在“过渡水层”, 其影响范围随内孤立波振幅增大而增大。另一方面, Cai 等<sup>[8]</sup>通过现场测量和理论比较, 发现内孤立波致剪切流会导致对垂直桩柱作用力和力矩的改变, 同时证实在不同密度跃层条件下小直径桩柱所受作用力不同。尤云祥等<sup>[10]</sup>在

分层流水槽中测量了下凹型内孤立波对平台张力腿作用的力学特性, 指出内孤立波致流场作用力是海洋工程结构物设计过程中必须考虑的重要因素之一。刘碧涛等<sup>[11]</sup>基于薄壳有限元方法, 对内孤立波与深海立管相互作用进行了研究, 发现立管受到内孤立波致流场的水平剪切载荷可引起大幅度的运动响应, 最大纵向位移可达 20 倍管径以上。由此可见, 获得流场的精确结构是有效分析内孤立波与结构物相互作用特性的重要前提。目前内孤立波致流场的结构研究主要还是基于经典模型的理论 and 数值分析, 对于在实际分层流环境中重力塌陷激发的内孤立波流场结构, 尤其是精细结构及其随分层环境变化的认识仍然十分有限。粒子图像测速(Particle Image velocimetry, PIV)技术是一种将光学成像、图像处理和计算机技术相结合的流动测量技术, 通过对流动显示图像的数值计算不仅提高了单点测量的精度和分辨率, 而且具有获取流场整体和瞬态结构的能力,

收稿日期: 2017-04-07; 修回日期: 2017-06-26  
 基金项目: 国家自然科学基金项目(11472307); 国防技术基础项目(QX2015043104A12002)  
 [Foundation: National Natural Science Foundation of China, No.11472307; Defense Technology Foundation Project, No. QX2015043104A12002]  
 作者简介: 武军林(1993-), 男, 江苏盐城人, 硕士研究生, 研究方向为分层流体动力学, E-mail: wujunlin5252@sina.com; 魏岗, 通信作者, 教授, 博导, 主要从事海洋环境、分层流体动力学等方面的研究, 电话: 025-80830660, E-mail: weigangweigang12@163.com

也为分层流体中内孤立波致流场精细结构测量提供了一种有效方法。为此, 本文拟采用 PIV 技术在不同分层环境下对由重力塌陷激发的内孤立波及其波致流场进行测量, 并将测量结果与 KdV、eKdV 和 MCC 理论模型比较, 以期获得实际分层流环境中的内孤立波致流场的精细结构, 深入探讨分层环境条件对流场结构的影响。

## 1 理论基础

考虑两层流体环境, 设上下层流体厚度和密度分别为  $h_i$  和  $\rho_i$ , 其中  $i=1,2$  分别代表上层和下层流体, 总深度  $H=h_1+h_2$ , 内孤立波波幅和波长分别为  $a$  和  $\lambda$ , 当非线性参数  $\varepsilon=a/h_1$  和色散参数  $\mu=H/\lambda$  满足  $\varepsilon=O(\mu^2) \ll 1$  时, 其传播可由 KdV 型方程描述, 其形式和定态波解为<sup>[12]</sup>

$$\eta_t + c_0 \eta_x + c_1 \eta \eta_x + c_2 \eta_{xxx} = 0 \quad (1)$$

$$\eta(x,t) = a \operatorname{sech}^2[(x-ct)/\lambda] \quad (2)$$

其中,  $c_0 = \left\{ \frac{2g(\rho_2 - \rho_1)h_1 h_2}{(\rho_1 + \rho_2)(h_1 + h_2)} \right\}^{1/2}$ ,  $c_1 = \frac{3c_0(h_1 - h_2)}{2(h_2 + h_1)}$ ,

$c_2 = \frac{c_0 h_1 h_2}{6}$ ,  $g$  为重力加速度,  $c$  为内孤立波传播速度,  $t$  为时间。

当内孤立波波幅增大, 非线性作用变强, 在方程(2)中考虑  $o(\varepsilon^2)$  项的作用, 其波动可由 eKdV 型方程描述, 其形式和定态解为<sup>[12]</sup>

$$\eta_t + c_0 \eta_x + c_1 \eta \eta_x + c_2 \eta_{xxx} + c_3 \eta^2 \eta_x = 0 \quad (3)$$

$$\eta = \frac{a}{B + (1-B) \cosh^2[\kappa(x-ct)]} \quad (4)$$

式中,  $c_0 = \left\{ \frac{2g(\rho_2 - \rho_1)h_1 h_2}{(\rho_1 + \rho_2)(h_1 + h_2)} \right\}^{1/2}$ ,  $c_1 = \frac{3c_0(h_1 - h_2)}{2(h_2 + h_1)}$ ,

$c_2 = \frac{c_0 h_1 h_2}{6}$ ,  $c_3 = \frac{3c_0}{h_1^2 h_2^2} \left( \frac{7}{8} (h_1 - h_2)^2 - \left( \frac{h_2^3 + h_1^3}{h_2 + h_1} \right) \right)$ , 以

及  $B = \frac{-ac_3}{2c_1 + ac_3}$ ,  $\kappa^2 = \frac{a(2c_1 + c_3 a)}{24c_2}$ 。

上述 eKdV 型方程虽然在一定程度上改善了 KdV 型方程对大振幅内孤立波的描述, 但仍然受限于弱非线性的条件。考虑一类完全非线性和弱色散的 MCC 型方程, 它可由完全非线性的欧拉方程推导, 其理论解为<sup>[13]</sup>

$$(\eta_x)^2 = \left[ \frac{3g(\rho_2 - \rho_1)}{c^2(\rho_1 h_1^2 - \rho_2 h_2^2)} \right] \times \frac{\eta^2(\eta - a_-)(\eta - a_+)}{\eta - a_*} \quad (5)$$

其中,  $a_* = -\frac{-h_1 h_2(\rho_1 h_1 + \rho_2 h_2)}{\rho_1 h_1^2 - \rho_2 h_2^2}$ ,  $a_-$  和  $a_+$  ( $a_- \leq a_+$ ) 分别为下列方程的两个根

$$\eta^2 + q_1 \eta + q_2 = 0 \quad (6)$$

式中,  $q_1 = -\frac{c}{g} - h_1 + h_2$ ,  $q_2 = h_1 h_2 (c^2/c_0^2 - 1)$ , 以及

$$\frac{c^2}{c_0^2} = \frac{(h_1 - a)(h_2 + a)}{h_1 h_2 - a(c_0^2/g)}$$

根据层平均速度与流场瞬时速度的近似关系, 求得在上层和下层流体中内孤立波致流场的水平和垂向速度  $u_i$  和  $v_i$  分别为<sup>[14]</sup>

$$u_1 = c \left\{ 1 + \left[ \frac{\eta_1^2}{6} - \frac{1}{2} (h_1 - z)^2 \right] \times \left[ \frac{-h_1 \eta_1''}{\eta_1^2} - \frac{2h_1 (\eta_1')^2}{\eta_1^3} \right] - \frac{h_1}{\eta_1} \right\} \quad (7)$$

$$u_2 = c \left\{ 1 + \left[ \frac{\eta_2^2}{6} - \frac{1}{2} (h_2 + z)^2 \right] \times \left[ \frac{-h_2 \eta_2''}{\eta_2^2} - \frac{2h_2 (\eta_2')^2}{\eta_2^3} \right] - \frac{h_2}{\eta_2} \right\} \quad (8)$$

$$v_1 = \frac{-ch_1(h_1 - z)\eta_1'}{(h_1 - \eta)^2} \quad (9)$$

$$v_2 = \frac{-ch_2(h_2 + z)\eta_2'}{(h_2 + \eta)^2} \quad (10)$$

其中,  $\eta_i$  为波面定态解,  $X = x - ct$ ,  $\eta_i' \equiv \eta_{iX}$ ,  $\eta_i'' \equiv \eta_{iXX}$ 。

## 2 实验技术与方法

实验在大型重力式分层流水槽系统<sup>[15]</sup>中进行, 图 1 为测量原理示意图。建立水槽中的笛卡尔直角坐标系  $oxyz$ , 定义水平正  $x$  轴沿水槽长度从右至左, 正  $y$  轴指向水槽前壁, 铅垂正  $z$  轴沿水槽深度从下至上, 原点位于水槽最右端的静止自由水面上。水槽长宽高分别为 1 200、120、100 cm, 其实验段底部和侧壁均采用了透明玻璃壁面结构以方便测量; 采用“双桶”原理构造两层流体环境; 在水槽右端和左端分别安装旋转百叶门内波造波装置<sup>[16]</sup>和三角楔形消波装置, 用以产生高质量的内孤立波及进行有效的消波。

利用多通道内波动态测量仪测量密度剖面和内孤立波传播的波动特征。在水平位置 ( $x=525$  cm) 和 ( $x=595$  cm) 处分别布置两组电导率探头, 两者距离为  $L$ , 其中位置 布置 7 只垂向间距为 3 cm 的探头, 位置 布置单只探头。图 2 为实验获得的具有典型海洋跃层特征的垂向密度和浮力频率分布, 这

里浮力频率定义为  $N(z)=\sqrt{-(g/\rho)(\partial\rho/\partial z)}$ ，其中  $\rho=\rho(z)$  为密度垂向分布， $g$  为重力加速度，由于上层淡水

和下层盐水的相互参混，在交界面形成厚度约 3.0~5.0 cm 的连续密度分布跃层结构。

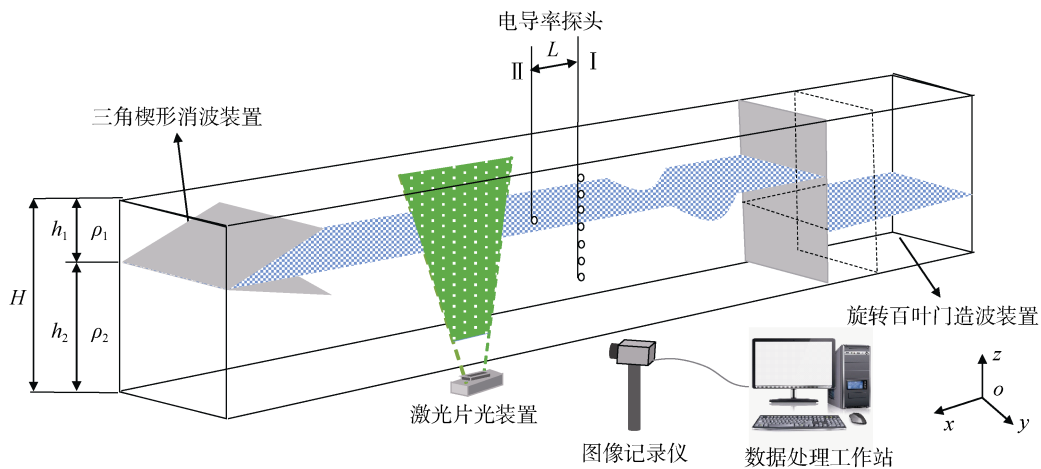


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic of the experimental design

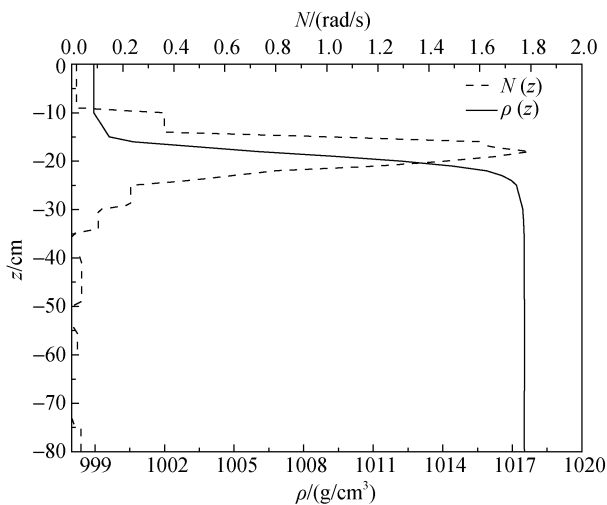


图 2 典型海洋跃层特征的密度和浮力频率垂向分布

Fig. 2 Typical distribution of density and Brunt-Vaisala frequency in the pycnocline of the ocean

采用粒子图像测速系统测量内孤立波在  $oxz$  平面内的二维流场，测量系统由激光片光装置、图像记录仪、数据处理工作站以及示踪粒子组成。

激光片光装置采用双脉冲激光光源，其功率为 10 w、有效照射距离 300 cm，实验中将其置于水槽底部下方，通过球面透镜聚焦后，将在焦距附近形成的照射区调整至待测流场区域，并保持示踪粒子反光性良好。图像记录仪采用 Pco200 0 型双快门面阵 CCD，其分辨率为 2048×2048 像素、帧率为 20 帧/秒，实验中将其放在垂直于片光照射面的水槽壁面一侧，并将实时记录的图像传入数据处理工作站。图像数据

处理采用了二维快速傅里叶变换的互相关函数计算方法，同时对初始速度矢量分布进行了修正，可获得速度矢量与等值线图。

示踪粒子采用聚苯乙烯颗粒，其粒径约为 10  $\mu\text{m}$ ，考虑跃层附近由于密度分布不均匀造成粒子悬浮的不确定，实验中应事先将粒子通过样本流体进行筛选，再在制备两层流体时缓慢注入相应的配重粒子，同时注意保持示踪粒子分布的均匀性。

试验选取四种典型海洋密度分层环境，对不同振幅内孤立波致流场进行测量，具体工况如表 1 所示。其中， $h_1/h_2$  和  $\Delta\rho/\rho_1$  分别为上下层流体厚度与密度条件， $a$  与  $a/H$  分别为入射波波幅和其无量纲值， $c_0$  为线性传播速度。

### 3 实验结果与讨论

#### 3.1 典型流场结构

在分层流水槽中，利用重力塌陷式造波机产生典型波幅的内孤立波，采用电导率仪和 PIV 分别测量波场结构和流场结构。在测量流场时，结合时间序列的波场信息采用视场截取分析技术，克服了因片光照射区域狭窄而无法反映完整内孤立波流场结构的困难，具体过程如下：选取激光中心处断面为观测剖面，利用 PIV 记录该断面位置流体速度场的时间序列图，同时利用内波动态仪记录密度波动的时间序列结构，结合流场和波动结构特征，给出可以反映完整波形与流场的空间结构。图 3 为在  $h_1/h_2 =$

表 1 试验工况

Tab. 1 Test conditions

NO.	$h_1/h_2$	$\Delta\rho/\rho_1$ (%)	$a$ (cm)	$a/H$	$c_0$ (cm/s)
1	20/60	1.95	3.6	0.045	16.9 1
2	20/60	1.95	4.8	0.060	16.9 1
3	20/60	1.95	7.7	0.096	16.9 1
4	20/60	1.95	8.8	0.110	16.9 1
5	20/60	1.95	11.4	0.143	16.9 1
6	30/50	1.95	3.73	0.047	18.8 8
7	30/50	1.95	5.5	0.069	18.8 8
8	30/50	1.95	6.32	0.079	18.8 8
9	30/50	1.95	8.22	0.103	18.8 8
10	30/50	1.95	12.2	0.153	18.8 8
11	10/70	1.95	4.1	0.051	12.9 3
12	10/70	1.95	6.9	0.086	12.9 3
13	10/70	1.95	8.9	0.110	12.9 3
14	10/70	1.95	13.2	0.165	12.9 3
15	10/70	1.95	14.1	0.176	12.9 3
16	20/60	3.21	2.52	0.032	21.6 2
17	20/60	3.21	4.05	0.051	21.6 2
18	20/60	3.21	4.22	0.053	21.6 2
19	20/60	3.21	4.61	0.058	21.6 2
20	20/60	3.21	5.22	0.065	21.6 2
21	20/60	3.21	5.32	0.067	21.6 2
22	20/60	3.21	7.5	0.094	21.6 2
23	20/60	3.21	8.4	0.105	21.6 2
24	20/60	3.21	10.8 2	0.135	21.6 2
25	20/60	3.21	12.6 2	0.158	21.6 2

20/60、 $\Delta\rho/\rho_1=1.95\%$ 和 $a/H=0.11$ 的典型工况下,实验获得的激光片光视场中心剖面位置内孤立波速度矢量和波形结构时间序列的测量结果,两者非常

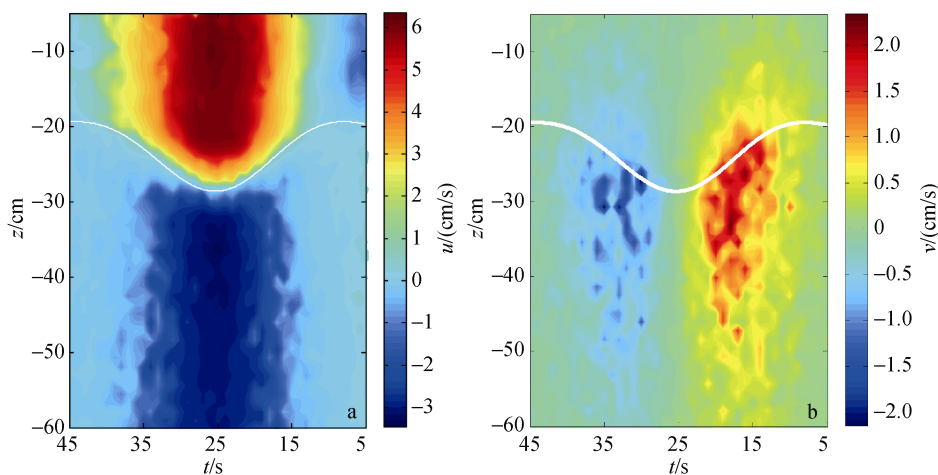


图 4 视场激光中心处断面水平速度  $u$  和垂向速度  $v$  的时间序列值

Fig. 4 Time-series values for the horizontal velocity  $u$  and vertical velocity  $v$  at the center of the laser view field

吻合,图 3 中波致流场的影响范围涉及整个波包长度范围内的垂向空间,对上层流体影响范围要比对下层流体更远、影响强度也更大;同时可以观察到在内孤立波波谷附近出现一个明显的涡旋结构,其方向为逆时针,由自右向左的内孤立波传播方向所决定。

将速度矢量进行分解,以获得水平与垂向速度场的结构与特征,如图 4 所示。由图 4a 水平速度结构分布可知,水平流场在密度跃层位置形成明显的剪切效应,即跃层上方水平速度与内孤立波传播方向一致,跃层下方水平速度与之相反且小于之,在跃层位置处水平速度接近为零,最大水平剪切出现在内孤立波波谷所在垂向剖面,距离波谷区域越远,水平剪切越小。

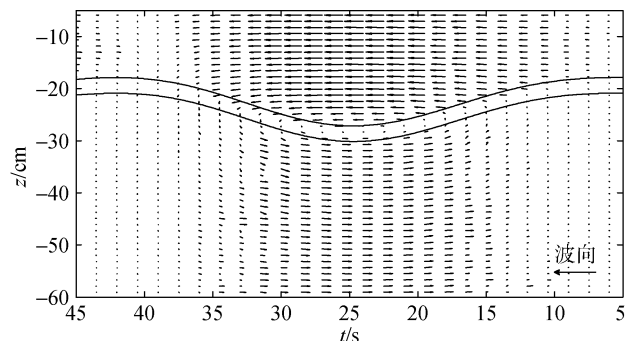


图 3 内孤立波速度矢量和波形结构测量结果

Fig. 3 Measurement results of the velocity vectors and waveform for an internal solitary wave

由图 4b 垂向速度结构分布可知,对下凹形内孤立波,垂向速度呈现在波前为下沉流、波后为上升流以及在波谷处速度接近于零的特点,且下沉流与上升流均在距离波谷  $1/4\sim 1/2$  倍波长附近达到最大

值。由于内孤立波诱导的垂向速度明显小于水平向速度，同时波动的水平跨度相对较大，故垂向剪切效应要比水平剪切弱得多。

### 3.2 流场结构随振幅变化

在分层环境保持不变的条件下，改变入射波振幅大小，利用 PIV 测量内孤立波致流场结构的变化，由此分析波致流场的特性。

图 5 为  $h_1/h_2=20/60$ 、 $\Delta\rho/\rho_1=1.95\%$  分层环境中，入射波幅不同时，内孤立波波谷断面处水平流速沿垂向的分布及其与理论比较结果。图中波致水平流速随振幅增大而增大，当入射波振幅较小时，KdV、eKdV 和 MCC 理论模型结果与实验数据均比较吻合，随着振幅的增大，例如  $a/H=0.11$  时，高阶非线性 eKdV 模型和完全非线性 MCC 模型与实验结果更吻合，而当  $a/H=0.142$  时，MCC 模型与实验最为吻合，可见在考虑内孤立波尤其是大振幅内孤立波的水平流场特性时，MCC 理论模型的适应范围更

宽；另一方面，水平流速在上、下层流体中方向相反且衰减较小，可影响到有限深分层流体的整个深度，且上层流体中的诱导水平流速大于下层。实验测量值与理论模型计算结果不同之处在于：前者在波谷附近存在一过渡水深变化区间，水平流速在该区间随深度变化剧烈，先由正值减小至零，再由零变为最大负值。它由以下两种原因所致，一为实验中存在因上下层流体混合而形成的 3.0~5.0 cm 连续密度跃层，它与理论选取的严格两层流体模式不同；其二为实际流场在跃层附近存在强烈的水平剪切效应，必须考虑黏性作用的影响，而上述模型均以无黏势流理论为基础。

图 6 为相同分层条件下内孤立波波谷处垂向速度时间序列图，由图可知，随着振幅增大，垂向速度逐渐增大；在波前垂向流速向下存在极小值，在波后垂向流速向上存在最大值，后者较前者绝对值平均大 10% 以上。

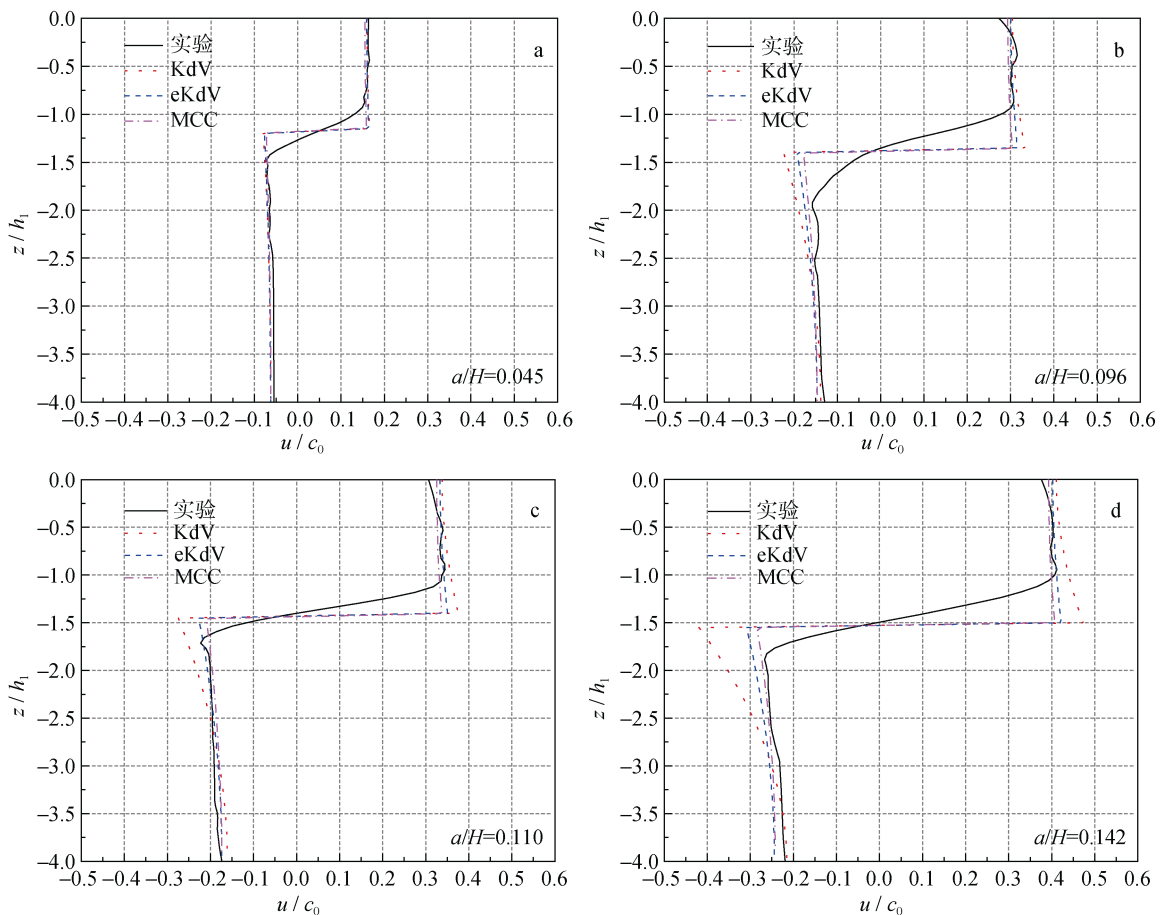


图 5 内孤立波波谷断面处诱导水平速度的垂向分布

Fig. 5 Profiles for the horizontal velocity induced by internal solitary waves at the trough

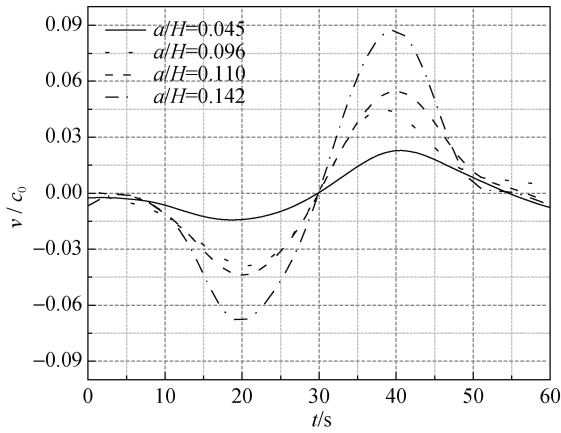


图 6 内孤立波波谷处垂向速度时间序列

Fig. 6 Time series of the vertical velocity at the trough

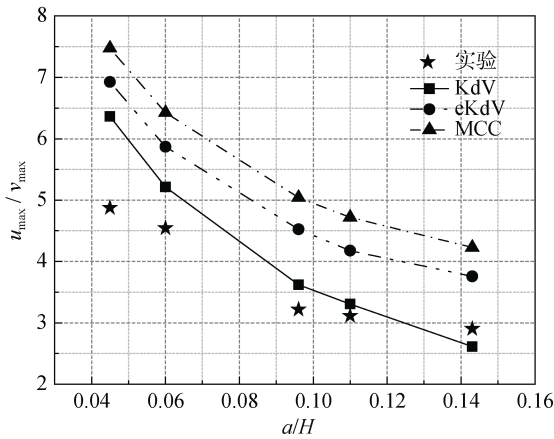


图 7 水平与垂向最大速度比值随振幅变化

Fig. 7 Variation of  $u_{\max}/v_{\max}$  with the amplitudes

考察水平与垂向最大速度值之比  $u_{\max}/v_{\max}$  随振幅的变化, 由图 7 可知, 最大水平流速始终大于垂向

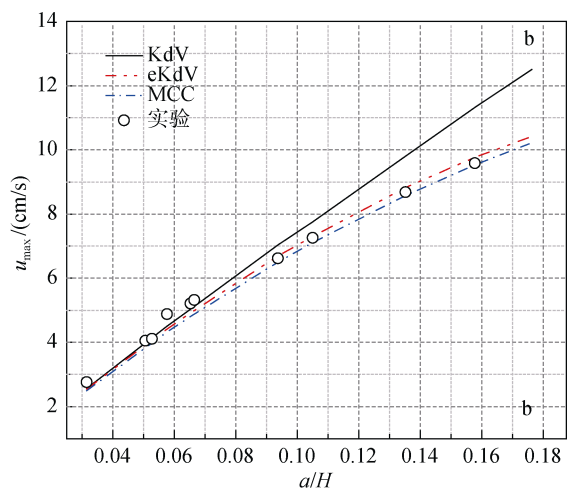
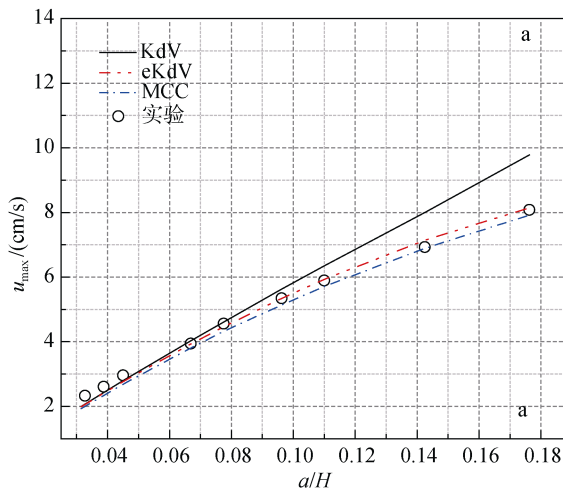


图 8 不同密度差  $\Delta\rho/\rho_1=1.95\%$  (a) and  $3.21\%$  (b) 条件下  $u_{\max}$  随  $a/H$  变化

Fig. 8 Variation of  $u_{\max}$  with  $a/H$  for  $\Delta\rho/\rho_1=1.95\%$  (a) and  $3.21\%$  (b)

流速, 当内孤立波振幅较小时, 两者比值可达 5 以上, 随着振幅增大, 两者比值减小且变化逐渐趋于平缓, 约在 2.5 附近, 实验与三种模型的理论结果趋势一致, 与 KdV 模型结果最为接近。可见, 尽管小振幅内孤立波的水平流场作用非常显著, 然而随着振幅增大, 垂向流场作用将逐渐增强, 故当水下结构物遭遇大振幅内孤立波时, 垂向流场的影响应引起足够的重视。

### 3.3 流场结构随分层环境变化

由于受到海水温度、盐度和压力等因素影响, 海洋密度层结情况不同, 导致对内孤立波致流场结构的影响存在差异, 这里考虑流体上下层密度差和厚度比对流场分布的影响。

#### 3.3.1 上下层密度差对流场影响

保持上下层流体厚度比不变, 在  $\Delta\rho/\rho_1$  为 1.95% 和 3.2% 的两种密度差条件下, 对不同振幅内孤立波致流场进行测量, 图 8 为最大水平流速  $u_{\max}$  随振幅  $a$  的变化及其与理论模型结果比较。分析表明: KdV 理论振幅适用范围为  $a/H \leq 0.06$ , eKdV 理论  $a/H$  的适用上限约为 0.12, 而 MCC 理论  $a/H$  的适用范围更大, 相关结论与 Walker 等<sup>[17]</sup>、黄文昊等<sup>[18]</sup>研究结果相近。此外, 对于同一内孤立波振幅值, 密度差越大内孤立波诱导的水平流速越大。

#### 3.3.2 上下层厚度比对流场影响

上下层厚度比反映了实际密度跃层在海洋中的深度位置, 是描述内孤立波传播深度的重要参数, 为此本文在  $h_1/h_2=30/50, 20/60, 10/70$  三种厚度比条件下, 考察对不同振幅内孤立波致流场结构的影响, 图 9 为最大水平和垂向速度随振幅变化的测量结果。

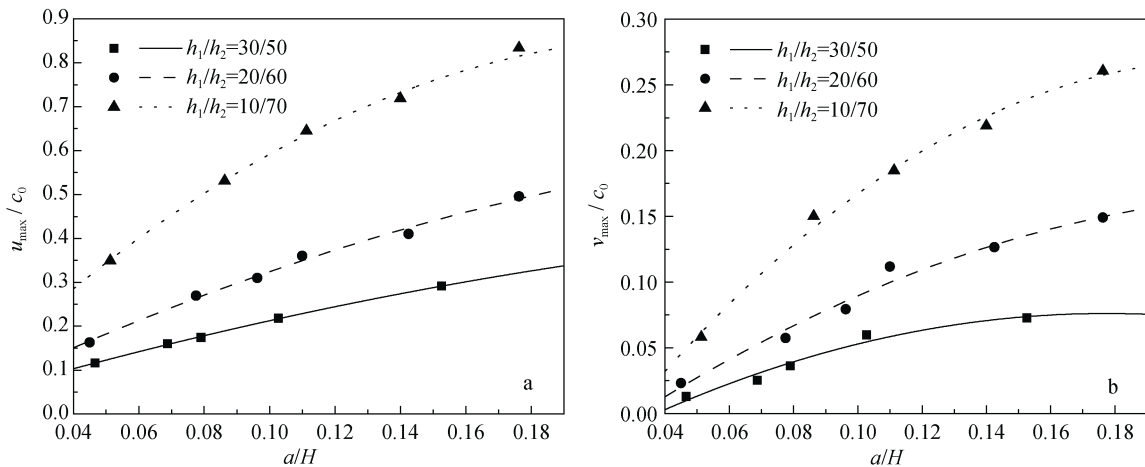


图9 不同厚度比( $h_1/h_2$ )条件下  $u_{\max}$  和  $v_{\max}$  随振幅变化  
Fig. 9 Variation of  $u_{\max}$  and  $v_{\max}$  with  $a/H$  for different  $h_1/h_2$

由实验结果趋势线可知, 水平与垂向速度均随振幅增大而增大, 但增加速率逐渐减小; 在入射波振幅相同的情况下, 厚度比  $h_1/h_2$  越小波致流场越强。另一方面, 水平与垂向速度变化梯度随着  $h_1/h_2$  的减小而增大, 也就是说, 对下凹型内孤立波而言, 当上层厚度逐渐增大, 下层厚度逐渐减小时, 内孤立波致流场随振幅变化趋于平缓。进一步推论可知: 当  $h_1/h_2$  趋近于 1 时, 其在理论中的非线性项系数为零, 这意味着无弱非线性弱色散的稳定内孤立波存在, 这与 Hsieh 等<sup>[3]</sup>在研究厚度比对重力塌陷所致内孤立波初始流场的数值模拟结果一致。

## 4 结论

在大型分层水槽中, 采用重力塌陷法进行内孤立波造波以及 PIV 技术测量内部流速场, 结合 KdV、eKdV 与 MCC 等解析理论的速度场分析, 对下凹型内孤立波诱导流场结构及其影响因素进行了研究, 获得的主要结论如下:

1) PIV 技术可通过示踪粒子悬浮筛选和视场波流时序分析技术实现对密度分层流体中大层面扰动流场的精细测量, 不仅能够获得高精度的内孤立波致流速场, 还能同时准确获得波动结构的特征及其理论适用范围, 实验结果与 KdV、eKdV 和 MCC 理论模型对应波幅适用范围的描述相吻合, 其中, KdV 理论振幅适用范围为  $a/H \leq 0.06$ , eKdV 理论  $a/H$  的适用上限约为 0.12, 而 MCC 理论  $a/H$  的适用范围更大。

2) 下凹型内孤立波在传播过程中可形成强烈的

水平剪切流, 水平流动方向在上层流体中与波的传播方向一致, 在下层流体中与之相反, 在跃层位置速度趋近于零, 上层流速大于下层, 在波谷附近水平剪切作用最强, 验证了相关数值模拟的结果<sup>[6-7]</sup>; 垂向流动在波前为上升流在波后为下沉流, 在波谷前后方向相反, 且距离波谷区域越远, 垂向速度先增大后减小, 在距离波谷 1/4 至 1/2 倍波长位置附近取得最大值; 小振幅波的水平流场作用显著, 而大振幅波的垂向流场作用不可忽视。

3) 在相同内孤立波振幅条件下, 上下层流体密度差越大、厚度比越小, 则波致流场越强; 厚度比趋近于 1 时, 波致流场随振幅变化趋于平缓直至无法形成稳定内孤立波形, 与理论相吻合。

参考文献:

- [1] 方欣华, 杜涛. 海洋内波基础和中国海内波[M]. 青岛: 中国海洋大学出版社, 2005: 71-73.  
Fang Xinhua, Du Tao. Fundamentals of oceanic internal waves and internal waves in the China seas[M]. Qingdao: China Ocean University Press, 2005: 71-73.
- [2] 郭大全, 申辉. 南海北部内孤立波生成对黑潮响应的初步研究[J]. 海洋科学, 2016, 40(2): 136-144.  
Guo Daquan, Shen Hui. Effect of the Kuroshio on the generation of internal waves in the Northern South China Sea[J]. Marine Sciences, 2016, 40(2): 136-144.
- [3] Cai S, Gan Z, Long X. Some characteristics and evolution of the internal soliton in the northern South China Sea[J]. Science Bulletin, 2002, 47(1): 21-27.
- [4] 吕海滨, 申辉, 何宜军. 2009 年夏季东沙群岛附近内孤立波的现场观测[J]. 海洋科学, 2013, 37(11): 54-58.

- Lü Haibin, Shen Hui, He Yijun. Internal solitary waves at the Dongsha Islands observed in the summer of 2009[J]. *Marine Sciences*, 2013, 37(11): 54-58.
- [5] Hsieh C M, Hwang R R, Hsu R C, et al. Flow evolution of an internal solitary wave generated by gravity collapse[J]. *Applied Ocean Research*, 2014, 48: 277-291.
- [6] 高原雪, 尤云祥, 王旭, 等. 基于MCC理论的内孤立波数值模拟[J]. *海洋工程*, 2012, 30(4): 29-36.  
Gao Yuanxue, You Yunxiang, Wang Xu, et al. Numerical simulation for the internal solitary wave based on mcc theory[J]. *The Ocean Engineering*, 2012, 30(4): 29-36.
- [7] 王伟, 郭海燕, 王飞, 等. 内孤立波波致流场数值模拟研究[J]. *海洋与湖沼*, 2016, 47(3): 502-508.  
Wang Wei, Guo Haiyan, Wang Fei, et al. A numerical simulation on flow induced by internal solitary waves[J]. *Oceanologia Et Limnologia Sinica*, 2016, 47(3): 502-508.
- [8] Cai S, Long X, Wang S. Forces and torques exerted by internal solitons in shear flows on cylindrical piles[J]. *Applied Ocean Research*, 2008, 30(1): 72-77.
- [9] Cai Shuqun, Xu Jiexin, Chen Zhiwu, et al. The effect of a seasonal stratification variation on the load exerted by internal solitary waves on a cylindrical pile[J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 2014, 33(7): 21-26.
- [10] 尤云祥, 胡天群, 徐昊, 等. 分层流体中内波与半潜平台相互作用的模型试验[J]. *力学学报*, 2010, 42(3): 400-406.  
You Yunxiang, Hu Tianqun, Xu Hao, et al. Experiments on interaction of internal waves with semi-submersible platform in a stratified fluid[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2010, 42(3): 400-406.
- [11] 刘碧涛, 李巍, 尤云祥, 等. 内孤立波与深海立管相互作用数值模拟[J]. *海洋工程*, 2011, 29(4): 1-7.  
Liu Bitao, Li Wei, You Yunxiang, et al. Numerical simulation of interaction of internal solitary waves with deep-sea risers[J]. *The Ocean Engineering*, 2011, 29(4): 1-7.
- [12] Helfrich K R, Melville W K. Long nonlinear internal waves[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2006, 38(38): 395-425.
- [13] Choi W, Camassa R. Weakly nonlinear internal waves in a two-fluid system[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 396(313): 1-36.
- [14] Camassa R, Choi W, Michallet H, et al. On the realm of validity of strongly nonlinear asymptotic approximations for internal waves[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 549: 1-23.
- [15] 魏岗, 苏晓冰, 杨建国, 等. 旋转百叶门重力式内孤立波造波装置[P]. 中国(发明)专利: ZL 2010101-03635.6, 2012-01-11.  
Wei Gang, Su Xiaobing, Yang Jianguo, et al. Rotating louver gate gravity type internal wave making device[P]. *China Patent: ZL 2010101-03635.6*, 2012-01-11.
- [16] Wei G, Du H, Xu X H, et al. Experimental investigation of the generation of large-amplitude internal solitary wave and its interaction with a submerged slender body[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2014, 57(2): 301-310.
- [17] Walker S A, Martin A J, Easson W J, et al. Comparison of Laboratory and Theoretical Internal Solitary Wave Kinematics[J]. *Journal of Waterway Port Coastal & Ocean Engineering*, 2003, 129(5): 210-218.
- [18] 黄文昊, 尤云祥, 王旭, 等. 有限深两层流体中内孤立波造波实验及其理论模型[J]. *物理学报*, 2013, 62(8): 346-359.  
Huang Wenhao, You Yunxiang, Wang Xu, et al. Wave-making experiments and theoretical models for internal solitary waves in a two-layer fluid of finite depth[J]. *Acta Phys Sin*, 2013, 62(8): 346-359.



# Experimental study on the flow field induced by internal solitary waves and its influence factors

WU Jun-lin, WEI Gang, DU Hui, XU Jun-nan

(College of Meteorology and Oceanography, National University of Defense Technology, Nanjing 211101, China)

**Received:** Apr. 7, 2017

**Key words:** stratified fluid; internal solitary wave; PIV; flow field; experiments in water tank

**Abstract:** To study the influence of the flow field induced by internal solitary waves (ISWs) on marine engineering structures and underwater vehicles, in a large-scale gravity-stratified fluid tank, the velocities of a series of ISWs created by gravity collapse were measured using particle image velocimetry (PIV) and its wave-induced flow field and influence factors were quantitatively analyzed. Experimental results show that the PIV technique can realize the fine measurement for the flow field induced by the large-scale solitary wave in the density-stratified fluid. The direction of the horizontal velocity below the wave profile is opposite to the one in the upper-layer fluid and the minimum velocity appears at the pycnocline, whereas the horizontal shear is the strongest near the pycnocline. The vertical flows at the front and rear of the ISWs are the descending and ascending flows, respectively, and achieve their maximums at a position that is  $1/4$ – $1/2$  times the wavelength away from the trough. The velocity values at the same amplitude increase with increasing differences of density and thickness between the upper and lower layers. Moreover, as the amplitude increases, the flow field structures successively coincide with the description of the KdV, eKdV, and MCC theoretical models in their applicable ranges.

(本文编辑: 李晓燕)