

文章编号: 1000-0887(2006)03-0325-06

浅水横流中异重冲击射流的大尺度涡结构*

樊靖郁¹, 王道增¹, 张 燕^{2,3}

- (1. 上海大学 上海市应用数学和力学研究所, 上海 200072;
2. 上海大学 中瑞联合微系统集成技术中心, 上海 200072;
3. 查尔默斯理工大学 应用力学系, 哥德堡 SE_412 96, 瑞典)

(戴世强推荐)

摘要: 采用 RNG 湍流模型对浅水横流中异重冲击射流的大尺度涡结构进行了详细的数值研究, 分析了冲击区滞止点上游壁面涡结构和近区 Scarf 涡结构的尺度、形成机理和演化特征。计算得到了上游壁面涡的特征尺度, 结果表明上游壁面涡具有高度的三维性, 其特征尺度依赖于流速比和环境水深。近区 Scarf 涡结构对横流冲击射流的横向浓度分布具有重要的影响。当流速比相对较小时, 在底层壁射流与环境横流的横向边界附近出现明显的高浓度聚集现象, 计算结果表明 Scarf 涡结构对这一高浓度聚集区的形成起主导作用。

关键词: 冲击射流; 横流; 大尺度涡结构; 浓度分布

中图分类号: O358 **文献标识码:** A

引 言

横流环境中的异重冲击射流在许多实际工业问题中都有重要应用, 如环境工程中的废水排放, 化学工程中的混合容器以及燃烧工程中的燃料喷射等。射流与横流的相互作用对大尺度涡结构的形成机理和演化过程具有重要的影响, 因此是一种非常复杂的流动现象。在深水横流情形, 以往的研究已经表明射流与横流的相互作用将会形成 4 种大尺度涡结构, 即前缘涡、马蹄涡、尾迹涡以及反旋转涡对(CVP)^[1~3]。而在有限横流情形, 如射流射入一个相对较窄和较浅的管道或渠道中, 当射流的穿透深度大于水深时, 由于底壁的阻碍, 将会形成冲击射流。冲击效应和横流绕流的耦合将对近区范围内大尺度涡结构的形成机理和演化过程产生重要的影响。这方面的研究成果在以往的实验和数值研究中非常缺乏, 由于底壁限制下近区大尺度涡结构很难在实验中直接观察和测量, 仅有的一些实验结果主要是通过烟丝或油膜流动显示技术得到分离位置或涡的穿透位置等有限的信息^[4]。由于流动的复杂性, 对浅水横流中异重冲击射流近区的大尺度涡结构特征详细的数值研究也相当少。

本文对于浅水横流中异重冲击射流的三维流场和浓度场的数值模拟, 与我们进行的实验

* 收稿日期: 2004_05_25; 修订日期: 2005_11_15

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10572084); 上海市重点学科建设资助项目(Y0103)

作者简介: 樊靖郁(1968—), 男, 湖南南县人, 工程师, 博士(联系人, Tel: + 86_21_56331456; E_mail: jyfan@staff.shu.edu.cn)。

研究已经取得了较为一致的结果^[5]。本文主要对浅水横流中近区大尺度涡结构的尺度、形成机理和演化过程进行详细的数值研究,以期得到更深入的认识。同时,为对冲击效应和横流绕流耦合作用下的扩散机理有更好的理解,还进一步分析了大尺度涡结构对近区浓度分布的影响。

1 控制方程和数值方法

控制方程采用全三维形式的雷诺平均 N-S(RANS) 方程和湍流扩散方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u_i u_j} \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[D_m \frac{\partial c}{\partial x_j} - \overline{c' u_j} \right] + M, \quad (3)$$

其中“ $\overline{\quad}$ ”表示雷诺平均值, u_i 为流速分量 ($i = 1, 2, 3$), ρ 为密度, p 为压力, c 为浓度, g 为重力加速度, D_m 为分子扩散系数, M 为源项。

冲击射流的数值模拟一直是 CFD 中具有挑战性的课题,通过比较不同的湍流模型对轴对称冲击射流的数值预测能力, RNG $k\text{-}\varepsilon$ 湍流模型在冲击区平均流速和湍动能的预测给出了较为精确的解,因此对具有冲击射流特征的三维流场和浓度场的数值模拟,本文采用了 RNG $k\text{-}\varepsilon$ 湍流模型^[5]。

本文数值计算中的流动条件和物理特性与水槽实验中相同^[6]。射流出口直径 $D = 0.005 \text{ m}$, U_j 和 U_0 分别为射流出口和横流初始流速,相应的流速比 R (定义为 $R = U_j / U_0$) 分别为 7.79 和 15.6。射流出口初始密度 ρ_j 为 1.170 kg/m^3 , 初始密度 Froude 数 $Fr_d = 10.21$ 。

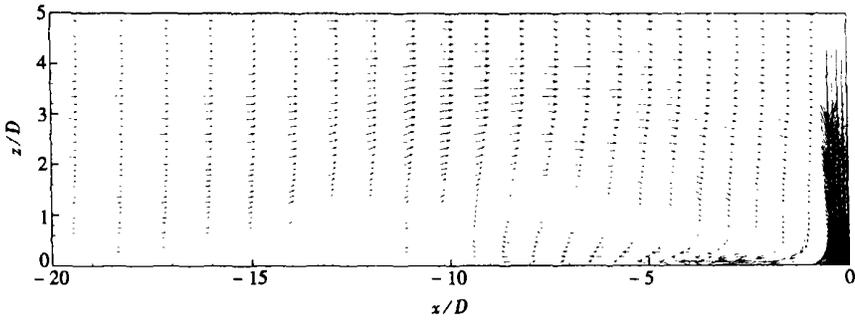
计算区域采用与实验完全一致的几何条件,长 1 m,宽 0.5 m,水深为 (0.025 m, 0.045 m)。本文将计算区域分成多个不同区域分别布置非均匀网格,其中射流出口共布置 128 个网格,邻近射流出口及近壁区域进行局部加密。综合考虑计算精度和效率,垂向网格数依赖于水深而略有差异。当相对水深较低 ($H/D = 5$) 时,总的网格数为 $180 \times 60 \times 40$; 当相对水深较高 ($H/D = 9$) 时,总的网格数为 $180 \times 60 \times 50$ 。此外,本文进行的网格无关性研究验证了本文得到的数值结果是合理的。

计算区域内的边界条件包括射流进口,横流进口及下游出口,对称面,自由表面和固壁。其中射流和横流进口边界条件分别采用预先计算的充分长的管流和明渠流的平均流速和紊动参数,而简单地给定均匀边界条件会给冲击射流近区的计算结果带来较大的误差。对固壁边界采用壁面函数法来进行处理,同时对自由表面进行了简化,没有考虑射流入水时对自由表面变形的影响,采用自由滑移边界条件。下游出口边界采用一般的均匀出流零梯度边界条件。

2 结果和分析

2.1 冲击区滞止点上游壁面涡结构

我们实验研究中的流动显示结果已经揭示出浅水横流中异重冲击射流近区的总体流动结构可以分成横射流区,冲击区和过渡区^[6]。在冲击区范围内,滞止点上游存在上游壁面涡结构,滞止点下游表现为壁射流的流动形态。由于实验测量手段的限制,从流动显示的结果只能得到近区扩展范围等一些定性信息,特别对冲击区和过渡区的三维流动和浓度分布特征在实验研究中还缺乏详细了解。

图1 对称面速度矢量图 ($H/D = 5, R = 15.58$)

本文计算得到的冲击射流滞止点上游区域对称面的速度矢量图如图1所示。由图1可见,由于异重射流对环境横流的穿透作用,上游壁射流与环境横流的流动方向相反,它们之间的相互作用会在滞止点上游形成一明显的壁面涡结构,上游壁面涡的形状和范围受到环境水深和流速比的影响。我们用如下几个壁面静压参数来刻画上游壁面涡的纵向特征尺度(如图2所示):上游最大穿透位置 X_p 对应于上游局部静压极值点,上游分离点位置 X_s 对应于壁面静压为0的位置,涡心位置 X_c 对应于局部最小的壁面静压位置,而滞止点 X_i 对应于壁面静压最大正值的位置。

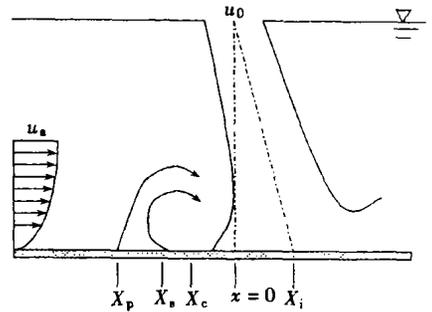


图2 上游壁面涡示意图

图3给出了计算得到的对称面滞止点上游沿纵向的壁面静压分布,从图3可以很容易地确定出不同水深和流速比条件下对称面上游壁面涡的纵向特征尺度及滞止点位置,如表1所示。从表1中的结果可以看到,滞止点上游壁面涡的纵向尺度均随环境水深和流速比的增大而增大,其中流速比的变化对滞止点上游壁面涡的影响程度相对较大。这说明横流作用的加强限制了异重射流冲击底壁后形成的壁射流沿上游的穿透距离,而水深的增大使得滞止点上游壁射流的穿透能力增强。

表1 上游壁面涡的纵向尺度

H/D	R	X_p	X_s	X_c	X_i
5	15.58	-13D	-8.5D	-6D	< 0.125D
5	7.79	-8.5D	-6D	-4.5D	0.25D
9	15.58	-15D	-10.25D	-8.5D	0.25D
9	7.79	-8.5D	-5.28D	-3.1D	0.79D

表2 上游壁面涡横向和垂向尺度

H/D	R	Y_p	Y_c	Z_c	Z_p
5	15.58	14.5D	8.6D	0.95D	3.5D
5	7.79	10.1D	7.2D	0.7D	2.2D
9	15.58	21D	14.5D	1.0D	4.2D
9	7.79	12.3D	7.9D	0.5D	2D

对称面上游壁面涡心的垂向位置可以从涡心纵向位置的垂向平均流速分布图中得到,如

图4所示,平均流速为0的点即为涡心的位置。由图4可见,涡心位置以上的平均流速分布曲线上存在一明显的拐点,其位置可视为受上游壁面涡影响的最大高度。类似可以从滞止点横向壁面静压分布图中确定出滞止点横断面内涡心横向位置 Y_c 和横向穿透位置 Y_p ,如图5所示。表2给出了不同水深和流速比条件下上游壁面涡横向和垂向特征尺度。

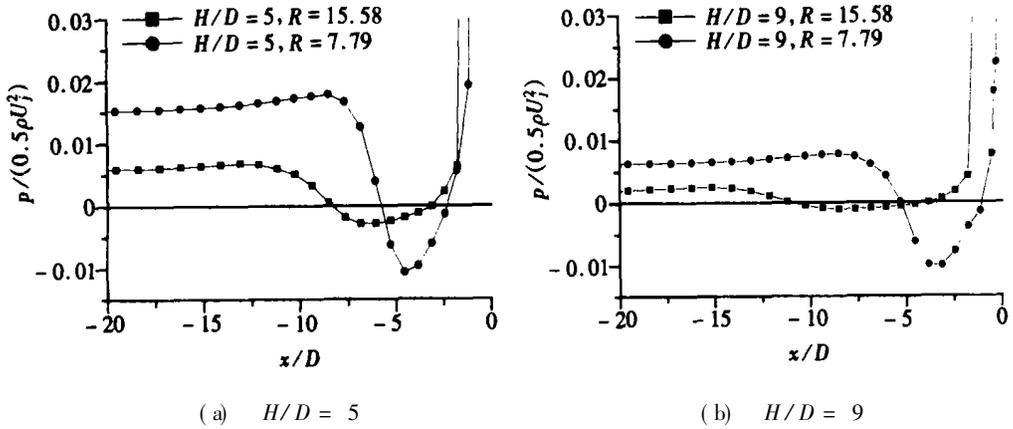


图3 上游区域纵向壁面静压分布

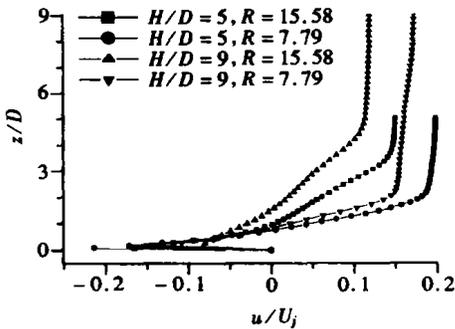


图4 上游壁面涡心位置的
平均流速垂向分布

从表2的结果可见上游壁面涡的横向尺度均随环境水深和流速比的增大而增大,而垂向尺度受流速比的影响较大,随流速比的增大而增大,随环境水深的变化有轻微的改变。从上述结果可知,上游壁面涡结构具有高度的三维性,由于这一回流区与滞止点上游高浓度聚集区存在紧密关系,上述结果也有助于分析计算浅水横流中含污染物冲击射流滞止点附近的排污混合区范围。

2.2 近区 Scarf 涡结构

异重射流在近区的流动结构受横流绕流以及底壁的限制,冲击底壁后形成的壁射流与环境横流存在强烈的相互作用,在近壁区域形成类似于马蹄形的大尺度涡结构,环绕着冲击射流形成了两个沿流向反向旋转的涡对,有的文献称之为 Scarf 涡结构^[4]。这种在近壁范围内由冲击区壁射流与环境横流相互作用形成的大尺度涡结构,在横向尺度上要远大于一般不受壁面影响的深水横射流中的马蹄形涡结构和远区形成的反旋转涡对(CVP)。Scarf 涡结构对滞止点上游和下游区域的流动和污染物扩散具有重要的作用,但在以往的研究中还缺乏深入了解。

图6和图7分别给出了滞止点下游过渡区横断面($x/D = 20$)内浓度分布和涡量幅度分布等值线图。从图6和图7可以清晰地看到,当流速比 R 相对较小时($R = 7.79$),由于横流绕流的作用较强,相应环绕冲击区的底层壁射流与横流的相互作用形成的 Scarf 涡的环流较强,导致在底层壁射流与横流的横向边界附近存在明显的横向高浓度聚集区和高涡量区。这说明了 Scarf 涡结构对这一横向位置的高浓度聚集区的形成起主导作用。

图8和图9分别给出了近壁面的水平截面($z/D = 2$)内的浓度分布和涡量幅度分布等值线图。从图8和图9可以看到,当流速比 R 相对较小时,近区范围内的横向浓度分布并不均匀,由于底层壁射流的横向穿透随下游距离的增加逐渐沿横向扩展,相应的 Scarf 涡结构的横向位置会逐渐远离对称面。图8和图9中底层壁射流与横流横向向边界附近均存在一狭长的高

浓度聚集区和高涡量区, 其横向位置及与对称面的夹角完全一致。这更清楚地表明了 Scaf 涡结构的演化过程及其对近区横向浓度分布的影响。

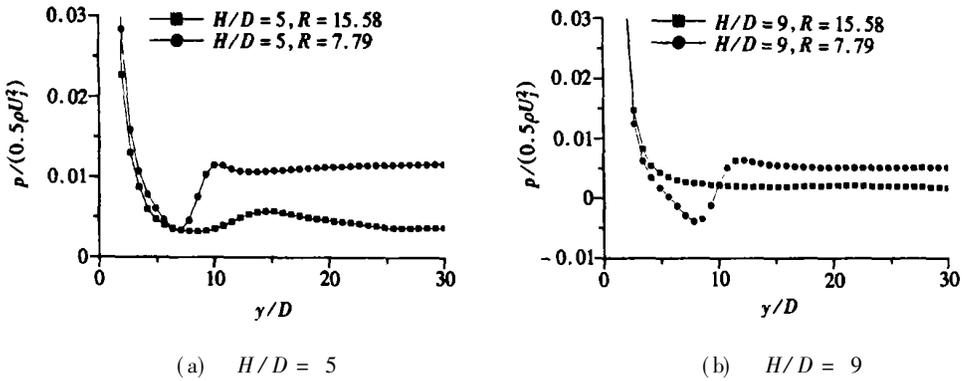
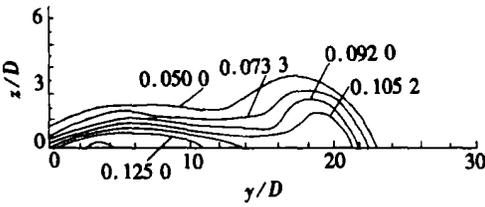
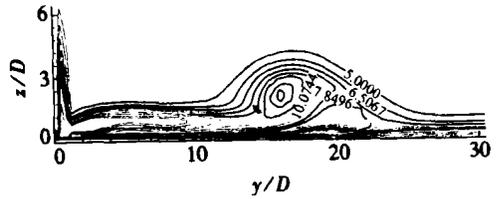


图 5 滞止点横向壁面静压分布



($x/D = 20, H/D = 9, R = 7.79$)
图 6 过渡区横断面浓度等值线图



- 1) 上游壁面涡的特征尺度具有高度的三维性,其纵向和横向特征尺度均随环境水深和流速比的增大而增大,垂向特征尺度随流速比的增大而增大,随环境水深的变化有轻微的改变。
- 2) 近区 Scaf 涡结构对横向浓度分布具有重要的影响,当流速比相对较小时,在底层壁射流与环境横流的边界附近出现明显的横向高浓度聚集现象,计算结果表明 Scaf 涡结构对这一高浓度聚集区的形成起主导作用。

[参 考 文 献]

- [1] Fric T F, Roshko A. Vortical structure in the wake of a transverse jet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1994, **279**: 1—47.
- [2] Smith S H, Mungal M G. Mixing, structure and scaling of the jet in cross flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, **357**: 83—122.
- [3] Cortelezzi L, Karagozian A R. On the formation of the counter_rotating vortex pair in transverse jets [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, **446**: 347—373.
- [4] Barata J M M. Fountain flows produced by multiple impinging jets in a crossflow[J]. *AIAA J*, 1996, **34**(12): 2523—2530.
- [5] FAN Jing_yu, WANG Dao_zeng, ZHANG Yan. Three_dimensional mean and turbulence characteristics of an impinging density jet in a confined crossflow in near field[J]. *Journal of Hydrodynamics*, Ser B, 2004, **16**(6): 737—742.
- [6] 张燕, 王道增, 樊靖郁. 流动环境中高浓度射流扩散实验研究[J]. *应用数学和力学*, 2002, **23**(12): 1276—1282.

Large_Scale Vortical Structures Produced by an Impinging Density Jet in Shallow Crossflow

FAN Jing_yu¹, WANG Dao_zeng¹, ZHANG Yan^{2,3}

(1. Shanghai Institute of Applied Mathematics and Mechanics, Shanghai University, Shanghai 200072, P. R. China;

2. SMIT Center, Shanghai University, Shanghai 200072, P. R. China;

3. Department of Applied Mechanics, Chalmers University of Technology, SE_412 96 Gothenburg, Sweden)

Abstract: The large_scale vortical structures produced by an impinging density jet in shallow crossflow were numerically investigated in detail using RNG turbulence model. The scales, formation mechanism and evolution feature of the upstream wall vortex in relation to stagnation point and the Scaf vortex in near field were analyzed. The computed characteristic scales of the upstream vortex show distinguished three_dimensionality and vary with the velocity ratio and the water depth. The Scaf vortex in the near field plays an important role in the lateral concentration distributions of the impinging jet in crossflow. When the velocity ratio is relatively small, there exists a distinct lateral high concentration aggregation zone at the lateral edge between the bottom layer wall jet and the ambient crossflow, which is dominated by the Scaf vortex in the near field.

Key words: impinging jet; crossflow; large_scale vortical structure; concentration distribution