

文章编号:1007-6492(2002)01-0082-04

锥形阀消力池淹没射流的大涡结构及特征

李志乾, 杨玲霞, 张灵先

(郑州大学环境与水利学院, 河南 郑州 450002)

摘要: 结合盘石头水库输水洞模型试验, 应用现代紊流理论, 对输水洞下游锥形阀消力池内的复杂流动结构进行了观测试验和定性分析, 并从紊流力学的角度对耗散作了机理性分析. 认为锥形阀消力池内流态的显著特点是锥底存在较大范围的卷吸区, 流态具有强三维性, 大尺度涡拟序结构对池内的流速分布、压强分布及消能起主导作用, 为进一步进行锥形阀消力池内流态及消能的定量计算奠定了基础.

关键词: 拟序结构; 淹没冲击射流; 环形涡; 壁面紊流

中图分类号: TV 143.1; TV 653.2

文献标识码: A

锥形阀消力池是利用湍射流的紊动扩散来传递能量与质量, 最终达到消能目的的. 锥形阀具有结构简单、没有转动部件、维修方便、密封性好以及可精确控制小流量出流等一系列独特特点, 因此在高水头小流量输水工程中常被采用, 以改善常规闸不易精确控制小流量、易引起震动、闸室过小、不便施工、出闸高速水流掺气而不易控制等缺点. 但是锥形阀使水流沿锥面出流后向消力池四周扩散, 水流混掺强烈, 形成强烈的紊动水流, 流场内流态十分复杂, 尤其在锥阀周围, 水流具有明显的强三维特性. 喷射出流在水力学研究中一直是一个研究难题, 而锥形阀由于出流边界条件的复杂性、水流流动的强三维性以及现代测试手段的有限等, 对其进行试验研究、理论分析均比较困难. 国内外应用很有限, 工程上也由于其资料的不完善而应用较少. 因此, 对锥型阀的研究无论对工程应用或对今后进一步研究出流流态及消能特性都将具有重大意义. 作者结合盘石头输水洞锥形阀方案的试验研究, 对锥形阀出阀水流的射流流态、涡结构以及消能机理等问题进行了初步分析, 以便为下一步的数值模拟计算以及消力池消能防护设计提供理论依据.

1 锥形阀消力池中淹没射流特征与涡结构

1.1 流态特征

大量的试验表明, 消力池内的典型流态为斜向淹没冲击射流和淹没水跃的混合流态, 水股入池后, 沿射流方向可分为 4 个不同性质的子区域:

淹没射流区、冲击射流区、壁射流区以及卷吸区. 在淹没射流区, 主流近似遵循线性扩散规律, 时均速度分布近似满足相似条件^[1]; 在冲击区, 主流转向, 流线弯曲, 流速迅速减小, 压力急剧增大, 对消力池底板及侧壁产生巨大的冲击压力, 是造成底板板块失稳破坏的主要区域, 表现出明显的冲击射流特征. 而在壁射流区域, 主流贴壁射出, 并沿程扩散和迅速跃起, 在主流区顶部形成大的表面旋滚区, 具有明显的淹没水跃特征. 由于锥形阀独特的环状出流方式, 水流脱离锥面急速喷出后, 锥底水舌附近水流随周围高速水流带出, 中心水流迅速向外补充, 继续被高速水流带走, 这不仅使该区域整体混掺加剧, 而且远端水流沿轴向向阀底流动来填充被四周高速水流带走的空缺, 从而在锥阀后面形成一卷吸区. 由于锥阀的环状出流所呈现的强三维性使得消力池内的涡旋不仅大量以环状出现, 而且由于部分冲击射流发生在侧壁, 使得消力池内的横向流速、横向压力梯度比较明显, 加剧了消力池内混掺作用, 导致流场呈现出一定程度的不对称性, 增大产生折冲水流的可能性. 因此, 分析主射流时必须考虑横向流存在的影响.

1.2 大涡结构

由于池内的斜向淹没冲击射流受到池底板及侧壁的限制, 导致流场内伴随有各种尺度的漩涡区(回流漩涡区), 因而会在流动区内或边界上出现许多不同性质的奇点. 奇点处速度为零, 流线不仅能够相交、分叉, 而且允许若干条甚至无穷多条流线通过. 一般而言, 奇点既可位于流场区域内,

收稿日期: 2001-06-10; 修订日期: 2001-12-10

作者简介: 李志乾(1976-), 男, 湖北省钟祥市人, 郑州大学硕士研究生, 主要从事水力学及河流动力学方面的研究.
(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

也可位于区域边界上. 设在恒定流场中, 某点 $P(x, y)$ 处的流线方程为

$$\frac{dx}{u(x,y,z)} = \frac{dy}{v(x,y,z)} = \frac{dz}{w(x,y,z)}; \quad (1)$$

式中: u 为沿坐标 x 方向的速度分量; v 为沿坐标 y 方向的分量; w 为沿坐标 z 方向的分量. 如果 P 点处的 $u=v=w=0$, 则 P 为奇点或方程 (1) 的临界点. 在临界点附近, 积分曲线族为

$$\begin{cases} x(t) = C_1 \alpha_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 \alpha_2 e^{\lambda_2 t} + C_3 \alpha_3 e^{\lambda_3 t}; \\ y(t) = C_1 \beta_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 \beta_2 e^{\lambda_2 t} + C_3 \beta_3 e^{\lambda_3 t}; \\ z(t) = C_1 \gamma_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 \gamma_2 e^{\lambda_2 t} + C_3 \gamma_3 e^{\lambda_3 t}, \end{cases} \quad (2)$$

式中: $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \beta_1, \beta_2, \beta_3, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 为常数; C_1, C_2 和 C_3 为任意积分常数; $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 为方程的特征值, 不同的特征根反映绕过 P 点的流动结构不同. 常见的奇点有马鞍点、螺旋点、分离结点和附着结点等, 在三维流场中多个奇点以线状形式表现出. 锥形阀消力池内的淹没冲击射流, 宏观上可看作主射流区+漩滚区的混合结构, 图 1 为分析给出的消力池流场中心截面上的一种可能的流谱结构. 在此二维图示下, 流动区域内的主要旋涡区有 6 个, 其中 2 个小涡位于主射流入水处, 它们与主流的作用不断地将空气卷入消力池内. 在流场及其边界上出现的主要奇点有: 鞍点 4 个, 螺旋点 6 个, 附着点 3 个.

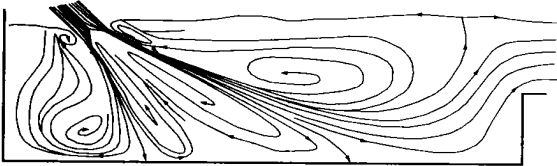


图1 射流中心截面流谱结构

Fig. 1 Flow chart of jet in the center section

1.3 主射流区涡体的拟序结构

主射流与各宏观漩滚区之间的交界区是一层强紊动剪切作用区, 在该区内主流与周围水体发生强烈的紊动剪切和扩散作用, 使其有效机械能不断地被消散, 同时该区域也是紊动涡体生成和耗散的主区域. 近代紊流研究成果表明^[3], 对于淹没射流的强剪切层作用区, 不仅存在大量随机运动的小尺度涡, 而且大尺度涡的拟序结构相当明显. 图 2、图 3 所示分别为自由混合层中拟序结构和紊流尾迹流中的拟序结构. 实验表明, 强剪切层区的大尺度紊动涡体, 不仅有明显的涡结构、高度的规律性和重复性, 且对时均运动和脉动运动均产生直接作用, 对紊流的能量传递、动量输运、水体的卷吸和混掺等都产生重要的影响. 现已知道,

剪切层的发展主要是由大尺度涡的拟序结构相互作用、合并以及大涡的卷吸作用造成的, 并非小尺度涡紊动扩散的结果. 剪切层中的大涡拟序结构可分为纵向涡和横向涡, 其中横向涡结构对剪切层的发展起主要控制作用. 这些横向涡几乎以不变的速度向下游移动, 且通过涡合并、涡配对, 涡尺度和涡距不断增大, 从而控制着剪切层的发展. 此外, 这些涡在合并和卷起过程中, 会出现扭曲和倾斜, 但具有一定的二维性. 图 4 为锥形阀主射流区大尺度紊动涡体的拟序结构.

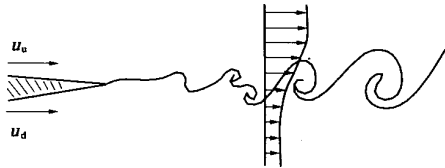


图2 自由混合层中拟序结构

Fig. 2 The coherent structures in the free mixing layer

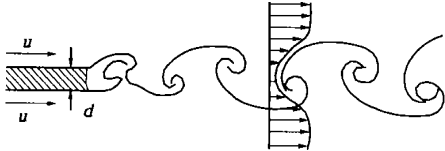


图3 紊流尾迹流中的拟序结构

Fig. 3 The coherent structures in the turbulent tail flow

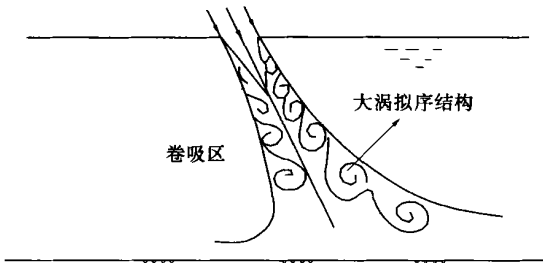


图4 主射流区大尺度紊动涡体的拟序结构

Fig. 4 The coherent structures in the main jet area

1.4 壁射流区紊动涡体的拟序结构

在壁射流区, 主流贴壁射出, 并沿程迅速扩散, 消力池底板及侧壁上的边界层也迅速发展. 众所周知, 在壁面边界层流中, 各物理量的脉动值 (包括速度脉动和压力脉动) 除与随机脉动的小尺度涡的拟序结构有关外, 更主要决定于那些大尺度涡的拟序结构. 现有的资料表明^[3], 壁剪切紊流中条带结构和猝发现象是普遍存在的, 对壁面近区紊流脉动的生成、发展、能量耗散和壁面紊动切应力等起着重要作用. 一般壁紊流结构分为粘性底层 (次层 $y^+ < 5$)、缓冲区 ($5 < y^+ < 30$)、对数区 ($30 < y^+ < 1000$) 和尾迹区 ($y^+ > 1000$). 在粘性底层和缓冲区中, 流向速度场出现高速和低速交替

的窄条纹,即流向速度场的条带结构.这些条带结构是持续的而且在大多数时间内保持平静,整个边界层中,大部分的紊流发生在缓冲区中具有间歇性的低速水体喷出和高速水体向壁面浸入或扫掠的时候,且这种低速喷出和高速扫掠的过程是间歇、准周期的,被称为壁紊流的猝发过程包括低速紊斑形成、上升、发展、破碎、喷出和扫掠阶段(对此问题很多文献已有详尽叙述,在此略述).研究分析表明,在壁紊流中,各种尺度和强度的涡体嵌套在一起,它们是猝发循环过程中的基本元素,对壁紊流猝发过程、内层和外层之间的动量和能量交换与运输起重要作用.在壁紊流中,最常见的紊动涡为倾斜的马蹄形涡或发卡涡.就壁紊流能量的产生和耗散而言,壁面附近的缓冲区是最活跃的区域,由该区的流场有猝发过程的平均周期 $T_b^{[3]}$,用内区变量可表示为

$$\frac{u^*}{v} T_b \approx 0.65 Re^{0.73} \text{ 或 } \frac{u^*}{v} T_b \approx 100. \tag{3}$$

式中: u^* 为壁面摩阻速度; Re 为雷诺数.

2 消力池壁脉动压力产生机理

试验表明,射流对锥阀消力池底板及侧壁的冲击压力,无论时均值还是脉动值都可能达到相当大的数值.现从脉动方程及连续方程,对脉动压强起源问题给出初步分析.脉动运动方程及连续性方程为^[3]

$$\begin{cases} u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + u_i' \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i' u_j' - \overline{u_i' u_j'}) + \nu \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2}; \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0, \end{cases} \tag{4}$$

对运动方程求散度,并利用连续方程得脉动压强 p' 的泊松方程

$$\nabla^2 (p') = - \left[2 \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (u_i' u_j' - \overline{u_i' u_j'}) \right]. \tag{5}$$

引入紊动涡量场 $W'_k = \nabla \times \vec{u}'$,整理得

$$\nabla^2 p' = -2\rho \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} \frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \frac{\partial u'}{\partial x} \right) + \frac{\rho}{2} (w'_k w'_k - \overline{w'_k w'_k}) - \frac{\rho}{\nu} (\epsilon' - \epsilon). \tag{6}$$

其中: ρ 为水的密度; p' 为脉动压强; u' 为脉动速度; \overline{u} 为时均速度; μ 为水的运动粘性系数; $\epsilon' = u_i' \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}$; $\epsilon = \mu \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}$ 分别为紊动耗散率.上式表明:脉动压强由三部分组成,等号右边第一项为时均速度场的快速反应项;第二项是由紊动涡体

引起的;第三项是由耗散尺度涡引起的.

在射流冲击区,射流受壁面的折冲作用,导致流速迅速减小,压力急剧增大.在式(6)中,右边第一项由时均速度场畸变引起的快速反应项的主要贡献者为

$$p' = 2\rho \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \approx 2\rho \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} \frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \frac{\partial u'}{\partial x} \right). \tag{7}$$

式中: x 轴沿着底板面, y 轴垂直于底板面(如图5所示).

将式(7)代入(6)中并忽略耗散项,得 $\nabla^2 p' \approx -2\rho \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} \frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \frac{\partial u'}{\partial x} \right) + \frac{\rho}{2} (w'_k w'_k - \overline{w'_k w'_k})$. (8)

分析表明,在冲击区,沿射流轴线紊动涡体线受到压缩,而沿壁面方向的涡体线受到拉伸.因压缩的涡体线强度减小,而拉伸的涡体线强度增大,所以受拉的涡体必然增大在近壁区沿垂直于壁面方向的脉动速度及其梯度,从而增强垂直于壁面方向的脉动压强.

在壁射流区,主流贴壁射出,强剪切层区位于壁面近区,故与壁紊流结构十分相似.现根据壁射流特征,式(8)可简化为

$$\nabla^2 p' \approx -2\rho \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\rho}{2} (w'_k w'_k - \overline{w'_k w'_k}). \tag{9}$$

在上式中,右边第一项为快速反应项,与壁紊流中的拟序结构猝发现象密切相关,图5所示为在猝发过程中壁面脉动压力分布;第二项主要由壁紊流区的大尺度涡引起,该项不能如同在壁面边界层一样被忽略,这是因为在壁射流区,沿壁面方向的紊动涡体线仍有被拉伸的趋势,所以这些涡体对壁面脉动压力的贡献是不能忽略的.

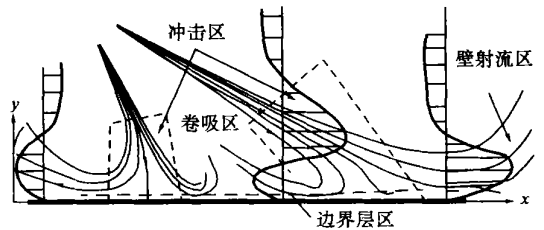


图5 壁射流区流动特征

Fig. 5 The flow character in the wall jet region

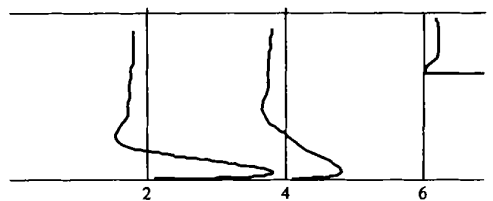


图6 实测流场2,4,6断面流速分布

Fig. 6 The flow distributions of the 2h, 4h, 6h section

3 锥阀消力池消能机理

由试验分析可知,锥形阀消力池中斜向淹没冲击射流的基本流动结构为射流主射区+旋滚区的混合结构.主射流区与各宏观漩涡区之间的交界区域是一层强紊动剪切作用区,主流在该区通过强烈紊动剪切和扩散作用耗散其有效机械能,因此该区域是射流有效机械能消散的主区域.交界面区域所消散的射流动能,一部分传递给紊流,用于生成紊动涡体,维持紊流脉动和紊动耗散;一部分传递给宏观漩涡区,维持这些大尺度漩涡区的转动;还有一小部分是在能量的传递过程中因时均剪切作用所消散.在上述主射流机械能的传递、再分配和消散过程中,紊流脉动所提取的能量最多,其次是漩涡所吸收的能量,由时均剪切作用所消散的能量最小.从微观结构观察,由强剪切作用区生成的紊流大尺度涡体,受主射流区速度分布的不均匀性和流线弯曲、变形的影响,被不断地拉伸、压缩、扭曲、分裂,使它们被分裂成小尺度涡,能量逐渐地由大尺度涡传给小尺度涡,直至某一级小尺度涡把传递来的能量通过粘性而耗散.根据文献[4]对时均流动能方程积分,得射流时均动能衰变率为

$$\int_0^{b_u} \frac{DE}{D} dy = -(P_w + P_\mu + P_t) \quad (10)$$

式中: $E = \frac{\rho u^2}{2}$ 为单位体积射流的时均动能(u 为时均流速); b_u 为射流的半扩散宽度; $P_w = -0.5 \cdot u_m \tau$ (其中, τ 为在处由旋涡区作用于射流上的湍动切应力,对主流相当于阻力,故与 u 的方向相反),为主射流提供给漩涡区的能量; P_μ

$= \int_0^{b_u} \tau \frac{\partial u}{\partial y} dy$, 为时均粘性切应力所耗散的能量; $P_t = \int_0^{b_u} \tau \frac{\partial u}{\partial y} dy$, 为紊动切应力对时均速度所作的功,是紊流脉动的产生项,表示时均流提供给紊流脉动的能量.上式表明,主射流时均动能的衰变率 $\int_0^{b_u} \frac{DE}{D} dy$ 等于漩涡区吸收能量速率、时均流粘性耗散率与紊流紊动能产生速率之和.如略去 P_w 和 P_t , 上式可简化为

$$\int_0^{b_u} \frac{DE}{D} dy = -P_\mu.$$

此时时均流所耗散动能全部提供于湍流脉动的产生项.

4 结束语

本文对锥阀消力池中的复杂流动结构、特征、壁面脉动压强的起源以及消力池的消能机理等问题进行了全面、系统的分析和阐述,对于进一步深入研究锥阀消力池内的流态特征及流场计算奠定了基础.

参考文献:

[1] 刘沛清,冬俊瑞,李永祥,等.水垫塘内冲击射流特征及起对岩石河床的冲刷[J].水利学报,1995,(1):19~26
[2] 林建忠.紊流的拟序结构[M].北京:机械工业出版社,1995.
[3] 章梓雄,董曾南.粘性流体力学[M].北京:清华大学出版社,1998.
[4] 刘沛清,高季章,李永梅,等.高坝下游水垫塘内淹没冲击射流试验[J].中国科学:E 辑,1998,12(4):289~296.

The large-scale Vortex Structure and the Characteristics of Submerged Impinging Jet in the Valve-shaped Absorption Pond

LI Zhi qian , YANG Ling xia , ZHANG Ling xian

(College of Environmental &hydraulic Engineering , Zhengzhou University , Zhengzhou 450002,China)

Abstract : Based on contemporary viewpoints about turbulent theory the complicated flow structure and the coherent structures of large scale vortex in the impinging region are observed and qualitatively analyzed .From the angles of Turbulent Dynamics the mechanism and the theory of the fluctuant pressure 's origin the energy 's transference and dissipation in the pond are explained theoretically .The analyses show that a larger rolling absorbing area exiting near the bottom of the valve and a stronger three dimension are the remarkable flow characteristic in the pond and the large scale vortex structures have determinative influence on the distribution of the velocity of flow the pressure and the dissipation .This paper provides a theoretical foundation for further research on energy dissipation ,design and protection of the cone shaped valve absorption pond .

Key words : coherent structure ; submerged impinging jet ; ring vortex ; wall turbulence