文章编号: 1001-6791 (1999) 04-0351-11

浅水障碍绕流的数值模拟

谭维炎,施 勇

(水利部南京水文水资源研究所, 江苏 南京 210024)

摘要: 浅水流绕过岸边和固壁时常出现分离生涡、脱涡和周期流现象。文中提出参数化局部涡模 型和新生涡在背景流场中输移演化及其相互作用的算法, 成功地对三峡水库坝区水流横向摆动进 行了数值模拟。

关键词:浅水;脱涡;周期流;岸边绕流;数值模拟中图分类号:TV 131.2文献标识码:A

1 研究对象

自然及工程中常见一类水流现象:水流绕过凸起的障碍后发生分离,在凸缘下游形成回流, 水流与固体边界之间出现一个或多个不同大小的涡旋。涡旋很不稳定,生成后(称为起动涡), 由于外部水流不断加入而发展增强(称为分离涡),当达到一定强度时脱离壁面随水流向下游输 运扩散(称为脱落涡)。在这过程中伴随着涡的破裂、合并、重联等复杂现象。分离流一方面表 现出貌似随机的混沌特征;另一方面,细察之下其中又存在规律性。随着涡旋的近似周期性脱 落,流场产生规则的横向振动,振动方向与驱动水流方向正交,在特定条件下(如一定雷诺数 下的圆柱绕流)脱落涡甚至会排列成整齐的条带。

上述现象在自然界普遍存在。不但水流有, 气流也有。1880 年 Rayleigh 研究风吹弦线致振 时首先发现这一现象。1911 年冯 · 卡门研究圆柱绕流时观察到卡门涡街。本世纪20 年代北冰洋 挪威某海岛上的气象站在一定风向下记录到气象要素存在周期变化。60 年代以后借助气象卫星 更观察到非洲和韩国某些海岛在一定气流的下风侧上空出现云系排成的涡列。水利工程中多孔 闸不对称泄流时可能导致水流横向摆动。河流与近海中的绕流障碍, 或位于水流内部 (如岛屿、 桥墩), 或位于外部陆地边界上 (如丁坝及插入水中的山脚)。流体力学文献中把这类钝体绕流 现象统称为因分离生涡而诱导的周期流, 简称周期流^[1]。值得注意的是, 这多种多样的自然现象 不但定性相似, 而且对于适当定义的无因次数 *St*, 它们的 *St* 值竟然相当接近^[2]。

通常周期流是在恒定的背景流场和不变的固体边界情况下形成的。因此,其产生机制不能 单纯由外部条件来解释,而必须从水流内部结构来剖析,才能回答为什么会在恒定边界条件下

收稿日期: 1998-10-06; 修订日期: 1999-06-05

作者简介: 谭维炎 (1935-),男,广东开平人。水利部南京水文水资源研究所教授级高级工程师。早期从 事水库优 化调度和 水文统 计等研究,近 20 年专攻 计算水 力学。著 有 《shallow Water Hydrodynamics》及《针算浅水动力学》等著作,共发表学术论文 60 余篇。

产生周期流的难题。以丁坝绕流问题为例。传统流体力学和水力学对此都有过不少研究,但亦存在局限性。主要是把它作为恒定流现象来处理,假定丁坝下游回流区与主流区分界固定,两部分流场相互间不存在水量与动量交换。照此概化模型,回流区中的涡旋很快会因摩阻减速而消失,或者因不断有流体被挟带进入回流区,却又不能穿越两区的分界而堆积在回流区中。事实上,回流区是非定常的非闭合区,存在脉冲式的内外交换。

因此,从流体力学观点看,周期流起源于涡旋这个流动中最为活跃的因素,而涡旋则又是 由流动失稳所导致。局部的不稳定、非恒定乃至混沌,在系统的耗散机制作用下终于表现为整 体的准周期运动。至于周期波动的强度则取决于具体场合,在其不明显时可视为准恒定流,反 之则需把流动的周期部分突出出来加以分析,这就是本文讨论的主题。

2 研究途径

以试验观测事实为依据,以流体力学和振动理论知识为工具,对现象的物理机制作出正确 分析,是建立合理数学模型这一富有挑战性任务的前提。而其首要任务是选择一条正确、可行 的途径。这又涉及各种流体力学方程组的数学本质及工程问题对数模的要求等方面。下面对可 供选择的途径逐一加以讨论。

一维水流圣维南方程组完全不能模拟涡旋。经典水力学的标准处理是引入局部水头损失项, 它等于经验系数乘以流速水头。经验系数值由实验观测确定。如过水面积突扩时的系数比断面 收缩时的系数值可能大一个数量级,反映了突扩时分离生涡的因素,但其机制不明,亦无法描 述其对流场周期变化的影响。

二维浅水方程组,如果包含水平涡粘项,可以描述沿垂线平均后的水平涡旋,其强度常远 比垂直平面内的涡旋为小,而后者(主要来源是水平流速的垂直分布不均匀)则通过曼宁公式 这类水流阻力公式来反映,故在浅水流模拟中常忽略水平涡粘项。只有在垂线平均水平流速梯 度大的局部区域(如绕流分离生涡点附近),才需要考虑水平涡旋及其影响。模拟时,如果忽略 了水平涡粘项,浅水方程的解,和可压流齐次欧拉方程组一样,只能用来描述贴附流,且固体 表面满足滑移条件(允许存在切向流速)。即使添加了水平涡粘项而成为二维可压流NS方程组, 仍只能用来描述贴附流,此时固体表面满足非滑移条件(切向流速为零),形成边界层。要描述 分离流,还必须加上分离点条件,并进行新生涡演化等处理。

三维不可压流的 NS 方程组应用在分离点以外的区域时, 原则上能完全描述涡旋, 但暂且撇 开其数值处理繁复不谈, 仍不适用于分离点附近。

近半个世纪中涡动力学有很大发展,70年代为了数值模拟固壁边界层及分离生涡等现象, 提出了涡方法。它可分为确定性的及随机性的方法两类,以下只讨论前一类。涡方法把短历时 内的新生涡用固定强度的虚拟点涡来概化。随着时间的推移,点涡不断生成,象粒子一样被背 景流场和各对点涡(称点涡偶)相互间的诱导速度所驱动,输运扩散到各处。通常不考虑点涡 对背景流场的影响。目前已能在几何形状及背景流场十分简单情况下,模拟出短历时(如几 秒)内少数分离涡的形成、演化、脱落、输运与分离。但由于点涡为数庞大(可达百万个以 上),涡方法还难以实际应用。而工程问题则通常不需要细观大小涡旋混合体的复杂相互作用, 只要求了解网格尺度以上的宏观涡分布和有关的整体流场结构。

综合上述分析,迄今没有单独哪一个途径和方法能达到数值模拟周期流的目标。这就呼唤

人们提出新的应用力学思路,把工程和涡动力学结合起来。

以数量级分析为出发点。注意到周期流的时间平均流场(或无周期变化的恒定背景流场), 通常要比环绕它振动的部分大一个数量级以上。为了数值处理方便起见,可将周期流场在每一 时间步内分解为背景浅水流场的演化和绕流分离所生涡量场的演化两部分处理。前一部分自然 也有其涡量分布,但其涡量来源并非是绕流分离,故与后一部分(以下简称为分离涡流或涡 流)分开处理。

整个水流模拟工作分为下列环节:

(1) 不考虑分离生涡时的恒定流场的模拟,其结果作为模拟周期流的初值,然后逐个时间 步分以下两步进行循环递推计算(注意,不是把时间步的历时Δt分成二半,而是用算子分裂的 技巧把处理分为两部分,其历时均为Δt)。

(2) 在每个时间步的前半步中模拟浅水流场的演化,其结果作为后半步的背景流场。

(3) 在后半步中模拟涡量场的演化及其诱导的附加流场,其结果与背景流场相加,作为下 个时间步前半步的初始浅水流场,返回第(2)步。

采用显格式数值求解时,因为时间步长很小,采用这一算子分裂技巧所带来的误差能满足 精度要求,却可以使处理得到很大简化。虽然在每一短时间步中把这两部分流场线性迭加,但 在相邻时间步之间已考虑到它们的非线性相互作用。数值试验表明,这种非线性效应对模拟流 场周期变化至关重要。如果把时均流场和涡流场完全分开处理,也就是说,如果在数模时不把 每个半步的结果用于下个半步就会得出不合理的结果。

以上第 (1)、(2) 环节用的是同一个浅水流动模拟算法,因为恒定浅水流场通常是使用伪 非恒定流法通过长时间模拟后得到的收敛结果。第(3) 个环节则可细分为三部分内容:分离生 涡局部处理、涡量在计算域内的输运扩散,及涡量场诱导产生附加涡流场。现分别讨论如下。

3 浅水流动的模拟

利用二维浅水方程

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial (hu)}{\partial x} + \frac{\partial (hv)}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial(hu)}{\partial t} + \frac{\partial(huu)}{\partial x} + \frac{\partial(huv)}{\partial y} + gh \frac{\partial}{\partial x} = gh(S_{0x} - S_{fx})$$
(2)

$$\frac{\partial(hv)}{\partial} + \frac{\partial(huv)}{\partial x} + \frac{\partial(hvv)}{\partial y} + gh \frac{\partial h}{\partial y} = gh(S_{0y} - S_{fy})$$
(3)

式中 t为时间; x 和y 为空间坐标; h 为水深; u 和v 为x 与y 方向的流速; g 为重力加速度; S_{0x} 和 S_{fx} 为x 方向的底坡和水力摩阻比降, S_{f} 常用曼宁公式估计; S_{0x} 和 S_{fy} 为y 方向的底坡和水 力摩阻比降。在河床固定及恒定流边界条件下求解方程组,可模拟出恒定流场作为初始背景流 场,也可在模拟周期流的每时间步中由开始时背景流场计算出终了时的背景流场。

浅水流动的模拟是前述涡流计算的所有三个子环节的基础,因而是周期流模拟成功与否的 必要条件。当然,可以应用任何一种优良模拟软件来实现。本文采用笔者及其同事们经多年研 究并由第一笔者最近更新的模拟软件。这里只概述其若干特点:参照水下地形布设以不规则四 边形为主的无结构网格(宜为流网的近似),辅以少量三角形及五节点四边形(在某边中点增设 一个节点)。在每一格子内地面是倾斜的,由顶点高程决定。采用有限体积法(FVM)求解积分 形式的浅水方程组,对每一格子分别建立 FVM 方程组,如下所述其实质是进行水量及动量平衡 计算,故可保证每一格及全水域均严格满足守恒律,获得收敛的恒定流解,且适用于间断流。不 采取任何人为数值处理以保证格式的健全性,即成果的客观性。

对某个格子, 浅水方程组对计算时段 Δ_t= tⁿ⁺¹⁻tⁿ 和面积显式积分, 再把时段初空间导数项 的面积分用格林公式化作沿格子周边的围线积分, 面积分和围线积分中被积函数设为常值分布, 且分别取格子形心及各边中点处的值。最后有

$$A(h_{c}^{n+1} - h_{c}^{n}) = -\Delta t_{i=1}(q_{ij}l_{j})$$
(4)

$$A(q_{xc}^{n+1} - q_{xc}^{n}) = -\Delta t \int_{j=1}^{\infty} [(q_{nj}u_{nj} + p_{j})l_{j}\cos \alpha_{j} + gh_{c}(S_{fxc} - S_{0x})A]$$
(5)

$$A(q^{n+1}_{yc} - q^{n}_{yc}) = -\Delta t_{j=1}[(q^{nj}u^{nj} + p^{j})l^{j}\sin \alpha + gh_{c}(S_{fyc} - S_{0y})A]$$
(6)

式中 A 为格子面积; m 为格子的边数, $q_x = hu$, $q_y = hv$ 。下标 c 表示格子形心处的值。对第j边, l_i 为其长度; α 为该边外法向的方向角 ($\bigcup X$ 轴起逆时针度量); u_{ij} 、 q_{ij} 和 p_j 分别为该边 中点沿外法向的垂直平均流速、单宽流量和静水压力。方程右边各量均在 t_n 时取值, 其中第一 式右边的 q_{ij} 为水量通量, 第二式右边的圆括号 (对流项及压力项之和) 则为动量通量。平衡所 需的跨格子边界的通量, 根据该格及其邻格形心处的水深与流速, 用以特征为基础的 Osher 格 式来估计, 以实现格式的特征逆风性。因浅水流模拟不是本文的主题, 且限于篇幅, 详见参考 文献[3] [9]。

4 确定性的参数化分离涡模型

第三节所述三部分涡流计算都在用 FVM 法计算背景流场时所使用的无结构网格上进行, 不采用通常的矩形网格。

笔者汲取了工程分离流动力学的方法与技巧^[4,5],设计了涡流的一套实用算法。该法与通常 的以点涡概念为基础的数值涡方法不同,不去估计不断产生的点涡在计算域内的分布 (传统涡 方法视域内是否布设网格而区分为粒子– 网格类和粒子类),而只估计在分离点附近的新生涡使 其下游侧格子内的环量随时间而不断积累 (在此意义上它属于网格类涡方法)。

新生涡强度用环量 (单位 m²/s) 表示,常用下式估计其产生速率

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \frac{\Delta \Gamma}{2}$$
(7)

式中 $\Delta\Gamma$ 为在计算时步 Δ 内生成的环量; U_s 为剪切层外缘处流速 (有时也用引入新生涡以前 在分离点处的流速),可由时均流计算结果估计 U_s 。但文献指出,在某些简单的典型情况下,涡 生成后强度损失可达 40% ~60% 以上。在 Δt 内实际进入尾流 (即障碍下游格子)的有效环量是 关键参数,需根据周期流模拟结果,对照实测水位和流速资料加以率定。由于流场周期波动,生 涡强度会随时间有一定变化,现近似假定其为均匀过程。

新生涡使所在格子的涡量在 Δt 内获得增量 $\Delta \omega$ (单位 1/s) = $\Delta \Gamma$ / A($\Delta \Gamma$ 已扣除损耗), A 为格子面积。

障碍后所生涡旋达到一定强度时,会发生周期性脱落。脱涡频率目前尚难以用理论模型或

涡方法来确定。从实用角度,在有试验观测资料的情况下以所观察到的周期值最为可靠。否则,可应用 Strouhal 数 *St* 近似估计。

无因次数 St 常用来表征障碍绕流诱导振动的普遍定量规律。对圆柱绕流、其定义为

$$St = \frac{fD}{v} \tag{8}$$

式中 v 为背景均匀流速, D 为圆柱直径, f 为振动频率。试验表明, 不论 D 及 v 值如何, St 接近于 0. 21。其他形状的钝体绕流 (如不同长宽比的长方柱),也可写出形式类似的定义,且 St 的试验值变化不大,可查有关文献 [4]。还可以定义通用 Strouhal 数以便适用于更多的几何形状。于是,根据 v、D 及 St 估计值可以算出 f 及相应的周期。其含义是涡脱落的周期,也是流场周期变动的周期。

脱落涡抛射的方向和速度,由新生涡所在格子的当地流速决定。如果大体按流线来布设网格,则脱落涡必定是随水流而进入下游格子。

每个周期的历时可以划分为两段。在前一段,新生的环量停留在障碍后方的格子内,在持续积累环量的同时,有一部分随水流向下游输运。由于环量的净产生率总是大于外运率(和水中污染物的情况类似),在此段历时内该格的环量在净增。

在每个周期的后一段历时内,由于涡脱落使该格在前一段历时内所积累的环量,加上此段 历时内新产生的环量,以较高速率释放而进入下游格子。为简单计,假设脱涡以匀速进行,其 移速等于当地流速,而历时则由移速及该格沿流线的长度决定。

若水流中存在不止一个障碍,上游障碍脱涡会影响到下游障碍脱涡,这尤其是因为脱涡本 来就是在微扰下发生的。根据振动理论,在由二个振子组成的共振系统中,如各振子的周期之 间存在简单的整数比例关系,其最小公倍数就是整个系统的振动周期。但二者的脱涡并非同时 发生,存在位相差。而且,根据振动理论,两个相互作用的扰动源的振动总是保持固定的位相 差,称为锁相。此位相差可以由系统振动达到最大的原则来确定(类似于共振),具体数值通常 只能通过数值试验来确定。

有时水流还受诸如闸门启闭等外部干扰的影响。干扰发生时间虽与脱涡时间无关,但可通 过数值试验找到这两个时间的特定位相差,使水流振动达最大,而应用于工程设计中。

5 涡量的输运与扩散

由平面不可压流涡运动学知^[6],涡量的输运与扩散遵循平衡律

$$\frac{D\omega}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + V \bullet \nabla\right) \omega = v \nabla^2 \omega \tag{9}$$

式中 涡量 $\omega = \partial / \partial x - \partial u / \partial y$,以逆时针旋转为正, D/ $Dt = \partial \partial + V \cdot \nabla$ 为随体导数; V 为流速向 量,梯度算子 $\nabla = (\partial \partial x, \partial \partial y)^T$,拉普拉斯算子 $\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla = \partial / \partial x + \partial / \partial y$,v 为水平运动粘 性系数,为计算简化计可忽略粘性扩散(在浅水流计算中通常也忽略水平涡粘)。对可压气流, 上式中的 ω 应代以 $\omega \rho$,此处 ρ 为气体密度,且需添加考虑密度变化影响的修正项,方程相当复 杂难以求解。

浅水方程组的涡方程在文献中未见有论述。浅水流动,作为物理上的三维不可压流的二维 数学简化,因其控制方程的数学形式与不可压流不同,故不能直接搬用不可压流的涡方程。而 其方程形式却与二维可压流欧拉方程组颇为相近,只是多了非齐次项。浅水流在准恒定情况下, 非齐次项近似为零。齐次形式的浅水方程组在数学上等价于无粘正压气流的方程组,后者的涡 方程中反映密度变化影响的修正项要比一般无粘可压流要简单。若进一步将涡方程中的因变量 ω改为环量 Γ,更可写成十分简单的准确形式^[6],即

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = 0 \tag{10}$$

式中 Γ为对于任一简单闭曲线的环量。这就是著名的 Kelvin 定理。由于前述数学上的等价, 此 式也适用于齐次浅水方程组。

数值求解时,取闭曲线为由每一格子周边组成的逆时针方向的围线。并注意到涡方程 (10) 在数学形式上和连续方程(1) 相同(Γ相当于*h*),表示环量和水量一样保持收支平衡。在 计算浅水流场所用的无结构网格上,可以用同样的有限体积法求解(参阅连续方程的格式(4))

$$A\left(\Gamma_{c}^{n+1}-\Gamma_{c}^{n}\right) = -\Delta t \left(u_{ij}\Gamma_{i}l_{i}\right)$$
(11)

式中 Γ_e 为该格的环量, $\Gamma_{e=} \omega A$, ω 为格子平均涡量。 Γ_j 为在第 *j* 边的中点沿外法向输运的环量。估算跨越格子间界面的涡量通量时可用特征格式,现等价于逆风格式,即界面通量取上游格子的通量值。

值得一提的是涡输运方程所用外部边界条件如何确定。在计算域边界上难以像给定水位那样给定涡量。Gresho 1991 年提出一个初听起来有点意外的新观点^[7]:涡输运方程一般不需要边界条件。(当然,如果固壁边界要求无滑移条件或有分离涡产生,或开边界处有涡量输入输出,还是要给定边界上的涡通量,后者成为方程的源或汇项)。他从理论上证明了不给定涡量边界条件的做法,并不违背问题适定性的要求。

模拟河流等天然水体时,上游端断面常设置在顺直段,水流接近均匀流,故无涡量输入。下 游端断面处常允许涡量自由输出。陆地边界处法向流速为零,且浅水方程的解允许有切向流速, 故不生涡。但在陆地边界的内凹角处由于流动可能分离生涡,可以类似障碍绕流的处理,将产 生的环量加入到毗邻的下游格子的环量上去。

在每一时间步,把背景流场的流速作为已知向量,代入涡量输运的 FVM 方程中,便得到各 个格子的环量和平均涡量。

6 涡量场诱导产生的附加流速场

以上已经得到无结构网格的每一格子的平均涡量,它是对连续涡量场的分片常数式离散化。 把每一格子内的涡看作一个涡团(或称涡片),将它的环量按某种插值准则分配给该格的各个顶 点。通常权重与各顶点至形心的距离成反比,或简单地采用等权分配。计算网格的每个顶点看 作一个虚拟的点涡,其环量为相邻格子分配给它的部分环量的总和。计算域的这一点涡场中,点 涡的位置及数目是固定的,而强度非恒定。这不同于传统涡方法的点涡场。

于是,便可用 Biot-Savart 律计算所有格子顶点处的虚拟点涡在每个格子形心处诱导产生的 部分流速,并累加。在二维, j 点 (x_i, y_i) 处强度 Γ_j 的点涡在 i 点 (x_i, y_i) 诱导的流速向量 为

356

$$\begin{bmatrix} u_i \\ v_i \end{bmatrix} = - \frac{\Gamma_i}{2\pi\rho^2} \begin{bmatrix} y_j - y_i \\ x_i - x_j \end{bmatrix}$$
(12)

 ρ 为*i*, *j* 点间距。由上式可见,点涡在流线方向各点诱导产生的主要是横向流速。由于 ρ 大于 某一正值,故计算不会遇到奇性困难。当水底不平时,上式右边应乘以 h_j/h_i ,以考虑各点水深 之差别。同时应考虑扰动由*j* 点传播至*i* 点的时间(等于 ρ 除以二点间平均重力波速)。因此, *i* 点的总诱导流速为所有各点涡的诱导流速的卷积,这里利用了小扰动的线性迭加原理。为了考 虑涡耗散且减少计算量,只对 ρ 小于一定值 (如几百米) 的点涡偶 (*i*, *j*) 进行计算。 ρ 的上限 由数值试验来选择。

此法克服了传统涡方法计算量大,因而受计算机能力极大限制的缺点。但也有其缺点:在 计算格子平均涡量并将其分配到顶点时,都引入平均处理,隐含了某种数值耗散(这是在涡量 计算中略去物理粘性扩散的又一个原因),对模拟精度有一定影响,但只是使所算出的流场摆动 部分增加一点误差,对总流场影响很小。

顺便指出,作为替代处理方案,也可把每个格子的环量集中于形心处的虚拟点涡,再计算 点涡群在各顶点处的诱导流速,并累加,最后插值得到形心处的总诱导流速。

由于障碍绕流出现周期性脱涡,从恒定浅水流场出发,经一定历时计算后,涡量场呈周期 变化,并使浅水流场产生周期摆动,引起横比降变化,反过来又制约了横向流速的变化。同时, 流速的加大引起水流阻力增加,又使流速变小,因而系统的耗散性保证了平稳周期解的存在。

7 工程算例——三峡水库坝区水流摆动①

根据物理模型试验, 三峡水库投入运行 50+ 4 年 (其中 4 年为指定的大水大沙年, 下同) 及 更长时, 坝前大量淤积, 逐渐恢复天然河势。水库自蛋子石以下进入弯道, 其下游在左 (凹) 岸 有庙岭与九岭山二个山脚伸入库中数百米。被蛋子石凸包由右岸挑向左岸的主流, 直冲这二个 天然丁坝, 强迫绕流, 在九岭山下游形成一个纵向长 1.5 km 宽几百米的大回流区, 直达引航道 进口段附近 (假想将九岭山脚挖去, 恒定流数模结果便无回流区存在)。尤其当枢纽运行到 70+ 6 年时, 主流更靠左岸, 在山脚下形成较强的不稳定涡流, 缓缓下流后逐渐消失。接着此涡流又 在原地产生和消失, 不停地往复出现。伴随此涡流, 自庙岭至引航道口门段的主流带中心线产 生周期性的横向摆动, 直接危及船舶进出引航道时的安全, 并大大增加了引航道内往复流的波 动幅度。在不同通航水位 (145 m 及 147 m)、流量 (35 000 m³/s 至 56 700 m³/s) 与淤积年数 (50+ 4 至 70+ 6 年) 情况下, 水流摆动周期为 19~ 22 min, 变幅不大, 而摆动幅度则随通航流 量及淤积年数等因素而有明显的差别。

因此,通航安全要求在一定工程布置方案下探讨水库坝区水流摆动及引航道往复流波动的 规律。这主要通过物理模型试验来进行,已获得丰富可靠的资料。同时,数值模拟可以作为补 充手段,一方面探索流场波动的物理机制及其规律,另一方面可提供物理模型难以观测的详细 数据,并能在未进行物理模型试验的情况下迅速而经济地比较各种工程布置方案的优劣。

数值模拟的计算范围以坝址为下边界,上边界位在弹子石弯道上游、几倍河宽远处的顺直

天津水运工程科研所,枢纽泄洪及船闸充泄水引航道内非恒定流对通航水流条件的影响及改善措施研 究,1996.

河道。参照地形和流网布置无结构网格。为了提高对坝区主流线及水流的分辨率,从庙岭到引 航道口门范围内加密网格,使得垂直水流方向的格子边长约为 50 m,形成疏密结合的格子布置, 见图 1。计算域共设置 640 个格子,710 个节点。其中,引航道内布置了 24 个约 60 m × 240 m 的格子。淤积地形分 50+4 年、60+4 年、70+6 年三种。上边界给定入流流量 35 000 m³/s、 45 000 m³/s、56 700 m³/s,其相应坝前水位为 145 m、145 m、147 m,并将上述流量分配给电 厂及溢洪道。船闸闸门开启方案分别给出 0 min、1 min、2 min、5 min、8 min 的泄流过程线。 共组成 45 个计算方案。根据设计要求,50+4 年及 60+4 年采用 "大包"工程布置,70+6 年 采用 "小包长堤" 布置。工程布置主要只影响引航道内的水流。



图 1 计算坝区范围及网格布置

图 2 恒定流场分布

Fig. 1. Grid on calculation zone for Three-Gorge reservoir

Fig. 2. The steady flow field

首先在不考虑分离生涡的情况下模拟水库坝区恒定流场。所用算法见本文第三节。选用主 泓糙率 0.025,滩地0.035,时间步长为 1s。考虑到库区水位平坦,选取坝址水位值为各格子的 初始水位值,零流速作为初始流速值。用伪非恒定流法,使上边界入流逐渐由零递增至通航流 量。经过约 26 万时间步的浅水流场计算得到恒定流场,作为计算周期流的初始背景流场。其中, 60+4 年地形、流量 56 700 m³/s 时的流场示例见图 2。它反映出深槽、浅滩、弯道、绕流等的 影响,尤其是主流被蛋子石凸包由右岸挑至左岸以及九岭山绕流后形成的大回流区清晰可见。水 库水深由零至上百米,流速由零至4 m/s 以上,以及主槽侧边和电厂进水口前纵坡很大等情况, 都没有给模拟带来困难。

下一步工作是对周期流进行率定计算,以检验数学模型的可用性并提供各项有关参数。

最主要的参数有二项。一是生涡强度,它决定流场振幅。由恒定流场数值模拟结果,估计 庙岭及九岭山脚绕流分离点流速约为 1.0 m/s。由分离生涡强度公式,在每一时间步内产生、并 经损耗后实际进入尾流的环量不大于 0.2~0.3 m²/s。其具体数值由 70+6年淤积方案中库区与 引航道的水位与流速波动数值模拟结果,参照物模试验数据来率定。在应用于其它淤积年数、通 航流量计算方案时,适当加以调整,如生涡强度应随淤积年数与流量的加大而增强。

另一项主要参数是脱涡周期,即流场振动周期。限于资料与时间未对该周期值随淤积年数 与流量而变化的规律作详细研究,且因其变化不大,故根据物理模型试验结果统一取为 20 min。 顺便指出,如果把山脚绕流近似地看成与背景流场垂直的半个长方柱绕流,且忽略上、下二个 半柱绕流的相互影响,考虑到九岭山伸入水库的长度约为 330 m,宽度平均约 100 m,由文献中 试验结果知 St = 0.14。将这些值(用柱长代替圆柱直径)及当地背景流速 v = 2 m/s 代入 St 公 式知,脱涡频率 $f = 0.14 \times 2/330$ s⁻¹,相应周期 19.6 min,与采用的周期值相当接近。

其他参数的确定比较容易。因新生涡所在格子沿流向的长度为 150 m,当地格子平均流速

2.5 m/s, 故脱落涡完全移入下游邻格的时间约为1min。又经数值试验知, 若九岭山脱涡发生 在庙岭脱涡之后 310 s 左右, 库区水流摆动最大, 此时间差也接近于两地的流达时间。而船闸开 启的最不利初始时刻在庙岭脱涡后 370 s。

根据上述算法与参数,分别模拟出 45 个计算方案的周期流,表现为库区水流摆动及引航道 往复流波动。结果综合分析如下:

(1) 在不同地形和不同流量下主流带中心线的位置变化

首先应当说明,由于物模观测精度及数模网格尺寸的限制,都只能分辨出主流带。定义主 流带中心线为各横断面上最大垂线平均流速所在位置的联线,以下简称主流线,但不同于流体 力学中流线的概念。恒定弯道水流,对一定的地形和流量,主流线是固定的。对周期流,即使 地形和流量固定,主流线会周期摆动,可以用其时间平均位置和摆幅来表征。在比较两种情况 下的主流线时,由于摆动沿流向存在差别,可以用主流线沿程最大偏移和最大摆幅来表征。

从数模结果看出,随着淤积年数和流量的增加,蛋子石以下至引航道口门以上主流线的位置向左岸偏移,而蛋子石以上和引航道口门以下主流线位置没有发生可见的变化。在不同淤积地形条件下,以流量35000 m³/s 的主流线为基准,当流量加大时主流线左移幅度(m)见表1。

表1 主流线左移幅度

 Table 1.
 Left shifts of mainstreams

流量/ m ^{3/} s	(50+4年)/m	(60+4年)/m	(70+6年)/m
45 000	101	77	39
56 700	137	124	108

结果表明,造成左移幅度存在差别的主要原因是,右岸蛋子石凸包将主流由右岸挑向左岸的程 度不同。

(2) 在相同地形和流量下主流线的周期摆动

淤积地形和流量虽不变,主流线在一个脱涡周期内会发生明显摆动,主要是分离脱涡及涡运动所造成。以各个横断面上主流线最左和最右之间的距离,即摆动幅度,来反映不同情况下的摆动程度。摆动主要发生在庙岭至引航道口门区之间,以九岭山附近为最大。随着淤积年数和流量的增加,不但摆动幅度加大,纵向明显摆动范围也在向上下游延伸,尤其是 70+6年淤积地形下,引航道口门区附近的摆动也比较大。不同情况下的主流最大摆动幅度(m)见表 2。

表 2 主流最大摆动幅度

流量/ m ³ ⋅ s ⁻¹	(50+4年)/m	(60+4年)/m	(70+6年)/m
35 000	10	27	47
45 000	33	62	61
56 700	85	85	101

Table 2. Maximum ranges of lateral oscillations of mainstreams

60+4年淤积地形和不同流量下,主流线摆幅沿流程的变化见图3。

(3) 引航道内通航条件的物模、数模相互验证

在各个计算方案的数值模拟结果中,选取引航道内的波高(据物模试验,波高定义为口门 与闸前的最大水位差)、靠船墩处的流速和系缆力(引航道内的波浪力与流速力的和为系缆力, 其中波浪力 $P_{t}=10.84 \times \Delta Q/\Delta t+0.0183 \times Q$,流速力 $P_{t}=1.58 \times 10^{-5} \times Q^{2}$),与物理模型试验 的结果对比。可以看出:波高随淤积年数和流量的增加而加大;在相同的地形和相同的流量下, 波高随船闸开启时间的加大而有所减少;小包长堤方案的波高增值大于大包方案。数模计算值 与物模试验值波高的差值为-0.09~0.05 m, 流速为-0.27~0.26 m/s, 系缆力-11~36 kN。 在 50+4年及 60+4年各方案中, 水位绝对差一般在 0.04 m 以下, 流速在 0.10 m/s 以下, 系 缆力在 11 kN 以下。模型验证结果表明: 数学模型反映了流场波动的主要物理机制, 有关参数 的率定和选用是合理可行的。

151.2

150.8

151

(4) 引航道口门处的通航条件



图 3 不同流量下的主流线位置



图 4 航道口门定点处水位过程

Fig. 3. The mainstream locations of various Fig. 4. The discharges



图 5 航道口门定点处流速过程

Fig. 4. The water stage at inlet of navigation lock



图 6 航道口门定点处流向变化过程

Fig. 5. The flow velocity at inlet of navigation lock Fig. 6. The flow direction at inlet of navigation lock

由模拟结果知,口门上游 200*m* 处定点水位变幅、口门中点流入和流出航道的流速变幅,以 及定点所在横断面的瞬时最大水面横比降,均随淤积年数及通航流量的增加而加大。在九种淤 积地形和流量的组合下,水位变幅为 0.10 ~ 0.90 *m*,流速变幅为 0.14 ~ 1.15 *m*/*s*,瞬时最大水 面横比降为 2.2 ~ 7.7 × 10⁻⁴。可见主流摆动直接影响引航道口门通航条件。

对典型方案(60+4年淤积地形、流量56700m³/s),在一个水流摆动周期内,口门区上述 定点的水位、流速模及方向的周期变化过程见图4、5、6。上述横断面的水面横比降也呈周期变 化,始终是左岸水位高,而右岸水位低,水面横比降值在不断变化。

8 结 论

本文运用流体力学和振动理论知识,分析了一类周期水流现象,找到了其主要成因是障碍 绕流、分离生涡、周期脱涡,进而影响到背景流场。在此基础上建立了问题的数学模型,把周 期流分解为背景浅水流和涡流两部分分别处理。对其中涡流的处理又划分为分离涡模型、涡量 输运扩散,以及涡量场诱导附加流速场三个环节,并分别提出了实用的数值解法。通过模型参 数率定和调整,对三峡水库坝区水流摆动和引航道往复流波动,得到了与物理模型试验结果定 性上一致且定量上有一定精度的多方案数模结果,从而证明了所建数学模型和数值解法的可行 性。这一方面使数模可以成为物模的补充手段,便于提供部分详细数据,另一方面也为今后处 理类似的分离浅水流动问题开拓了思路和途径。

本项研究所探索的是一个前未见诸文献的新课题。今天的数学模型中包含了一定的简化处 理,模拟结果中仍存在一些不尽如人意的地方,有些现象也未获得完满的解释。这一切应作为 下一步的努力方向。

致谢: 王秉哲教授级高工向我们介绍了三峡水库坝区通航条件的物理模型试验情况,所发现的水流摆动现象引起了我们的兴趣。他还提供了有关资料和经费,委托我们进行专题研究,对研究成果提出了有益的意见,在此一并致谢。

参考文献:

- E Berger, et al. Periodic flow phenomena[J]. Annual Review of Fluid Dynamics (ARFM). 1972, 4: 313 ~ 340.
- [2] E Levi. A universal strouhal law [J]. ASCE. Engineering Mechanics. 1983, 109(3): 718~727. (讨论见 1984, 110(5): 839~845).
- [3] 谭维炎,胡四一.二维浅水流动的一种普适的高性能格式[J].水科学进展,1991,2(3):154~ 161.
- [4] 夏雪湔等. 工程分离流动力学[M]. 北京:北京航空航天大学出版社, 1991.1~15.
- [5] T Sarpkaya. Computational methods with vortices[J]. J. Fluid Engineering, 1989, 111
- [6] Z U A Warsi. Fluid dynamics[M]. CRC Press. 1993.
- [7] P M Grersho. Incompressible fluid dynamics [M], ARFM. 1991, 23.
- [9] 谭维炎. 计算浅水动力学(有限体积法的应用)[M]. 北京:清华大学出版社, 1998

Numerical Simulation of Shallow Water Flows around Shores or Solid Walls

TAN Wei-yan, SHI Yong

(Nanjing Institute of Hydrology and Water Resources, Nanjing 210024, China)

Abstract: When shallow-water is flowing around a shore or solid wall, often occurs a periodic flow phenomenon due to separation, vortex generation and shedding. This paper proposes a parameterized local vortex model and an algorithm aimed at modeling the transportation of newly-generated vortices in a background flow field as well as their interactions, which have been used to numerically simulate the lateral oscillations of flows near the dam site in Three-Gorge reservoir.

Key words: shallow water; vortex shedding; periodic flow; flow around shore; numerical modelling