

中文摘要

漩涡运动是水利工程中较为常见的现象,漩涡的存在特别是吸气漩涡,对工程结构会产生危害,如恶化水流流态,减少进流量,引起机组或结构物的振动,卷吸漂浮物,堵塞或损坏拦污栅等。目前针对具体工程的试验研究较多,但关于进水口漩涡的缩尺效应尚未有统一的观点,三维数值模拟的研究也较少。本文将采用数值模拟的方法对进水口漩涡缩尺效应进行研究。主要的研究内容和成果有:

(1) 漩涡是强非线性的水气两相流问题,数值模拟难度较大,采用何种数学模型是数值模拟成功与否的关键和基础。采用结合VOF法的标准 $k-\varepsilon$ 紊流模型、RNG $k-\varepsilon$ 紊流模型和Realizable $k-\varepsilon$ 紊流模型分别对底部进水口漩涡进行数值模拟,并分析比较三种模型结果。结果表明:RNG $k-\varepsilon$ 紊流模型考虑了紊流中涡流因素的影响,计算精度良好,模拟漩涡流场具有优越性,是三种模型中较适于进水口漩涡流场数值计算的紊流模型。

(2) 采用RNG $k-\varepsilon$ 紊流模型模拟漩涡的可信度有多大,这是需要验证的重要问题。分别利用模型试验和三维数值模拟的方法对侧部进水口前的漩涡进行研究,数值模拟出的漩涡,其形状、大小及位置与模型试验结果吻合较好,试验观测到的漩涡运动和数值模拟得出的质点运动轨迹均为螺旋流,运动规律相同,验证了数值模拟的可信性。

(3) 通过不同比尺的模型,研究了侧部进水口漩涡的缩尺效应,探讨了采用何种模拟条件才能尽可能地消除漩涡的缩尺效应,即雷诺数与比尺的关系,给出了临界雷诺数和韦伯数的建议值。

(4) 初步探讨了进水口漩涡的形成机理,得出了速度环量与漩涡产生的关系。

关键词: 进水口; 漩涡; 缩尺效应; 模型试验; 数值模拟

ABSTRACT

The vortex frequently occurs in hydraulic engineering. The presence of air-entraining vortex at hydraulic intakes can worsen the flow pattern of intakes, cause discharge reduction, increase the fluctuation of hydraulic structure and block or damage trash rack by inhaling floats. Experimental studies on vortex mainly pay attention to the actual projects. No agreement has been reached about scale effects of vortex at hydraulic intakes. Three-dimensional numerical simulations on vortices are lack. In this paper, three-dimensional numerical simulation is adopted to study the scale effects of vortex at hydraulic intakes. The main contents and achievements are as follows:

(1) The vortex is a water-air two-phase flow and belongs to a strong non-linear problem. It is difficult to simulate the hydraulic phenomenon by the numerical simulation. The choose of turbulent models is a key to simulate successfully. The calculated results of standard $k-\varepsilon$ model, RNG $k-\varepsilon$ model and Realizable $k-\varepsilon$ model with VOF method are compared. The results show that RNG $k-\varepsilon$ model is more suitable than standard $k-\varepsilon$ model and Relizable $k-\varepsilon$ model for the vortex as the rapidly strained and the great curving streamline flows.

(2) It is necessary to verify the credibility of turbulent model. A combination method of the model test and the three dimensional numerical simulation is adopted to study the vortex at hydraulic intakes. The vortex's shape, size and position are the same with the results of the model test. Model test and numerical simulation show that the particle path of vortex has the characteristics of the helical flow and the law of motion is the same. Thus, the credibility of numerical simulation is verified.

(3) Different scale models are adopted to research for scale effects of vortex at hydraulic intakes. And we discuss how to reduce the scale effect of vortex, that is the relation between Reynolds number and the scale of model. The recommended value of the critical Reynolds number and Weber number are given.

(4) The formation mechanism of the vortex at hydraulic intakes is discussed. The relationship between the velocity circulation and the formation of vortex is given.

KEY WORDS: hydraulic intake; vortex; scale effect; model test; numerical simulation

独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作和取得的研究成果，除了文中特别加以标注和致谢之处外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得天津大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

学位论文作者签名：张磊 签字日期：2009年6月2日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解天津大学有关保留、使用学位论文的规定。特授权天津大学可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，并采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编以供查阅和借阅。同意学校向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘。

(保密的学位论文在解密后适用本授权说明)

学位论文作者签名：张磊

导师签名：高学平

签字日期：2009年6月2日

签字日期：09年6月2日

第一章 绪论

1.1 引言

漩涡运动是自然界中一种较为常见的现象，小到湍流中的微尺度涡，大到海洋和大气环流。这些漩涡呈现非常复杂的流态，它们从产生到消散，都支配着整个流体，影响着流体在运动中对于质量、动量、能量的变化和转移。漩涡的研究涉及到流体力学、紊流力学、气象学等学科知识，包含非常丰富的物理内容，其固有非定常性和非线性的复杂机制，又因它对自然界的探索和工程应用有重要的意义。多年来，漩涡问题一直是流体力学理论和应用研究中最具有难度和挑战性的前沿课题。

在水利水电工程中，漩涡运动的现象到处可见，尤其是漩涡对水工建筑物和水力机械的正常运行有一定的影响。这种漩涡通常发生在水电站、泵站、船闸等水工建筑物的进水口处。仅就查阅的资料而言，在国内就有漫湾、龙羊峡、黄坛口、石头河、紫平铺等水利工程中的模型或原型中出现过极具破坏性的漩涡，在日本、美国、前苏联、加拿大、英国、印度等许多国家，也有不少类似的工程问题。随着水利水电工程规模的不断增大，出现了许多工程难题。水工建筑物进水口前的漩涡问题也越来越引起重视和关注^[1]。

随着世界各国水利水电工程建设的发展，进水口漩涡问题引起了各国专家学者的关注，为解决漩涡问题进行了大量工作^[2]。水工模型试验作为漩涡的主要研究手段，发挥了重要作用，但模型试验成果可否按重力相似准则引伸到原型，一直是备受关注的问题，至今还没有令人信服的研究结果。纵观大量参考文献，针对具体工程项目的试验研究多，提出的实用措施多，但关于进水口漩涡的缩尺效应尚无统一的观点；数值模拟的研究较少。随着我国高水头大坝和抽水蓄能电站的建设，研究水工建筑物进水口漩涡形成的主要影响因素，完善其形成机理，研究水工模型试验中模型缩尺对漩涡的影响，进行数值模拟研究，具有很强的实用价值和广泛的应用前景。

1.2 漩涡的分类

从工程的角度出发，进流漩涡运动可分为三种：

(1)自由表面漩涡，是指从自由表面开始形成的漩涡；

(2)流体内部的漩涡，是指在水面以下，由于固体边界突变，水流发生脱离或流速分布不连续（剪切流）而产生的漩涡。它与边界形状、边界糙率及流速分布等密切相关；

(3)管道螺旋流，是指由上述两者及管道进口条件所引起的管道内的次生流动。其强度随管道长度的增加而减弱。

一般来说，自由表面漩涡对工程影响最大，是工程上主要关注的对象。

根据其发展程度，自由表面漩涡又可分为若干类型。在工程上，目前大多采用美国麻省沃森斯特（Worcester）综合研究所阿登（Alden）实验室的分类法^[3]，将漩涡分为六种类型，见图 1-1。

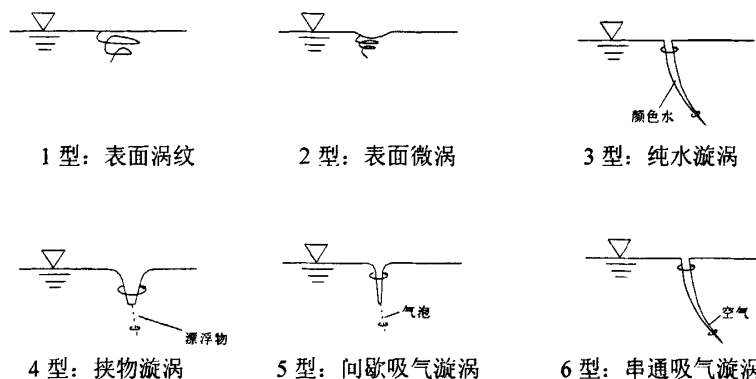


图 1-1 漩涡的类型

1 型：表面涡纹，表面不下凹，表面以下流体旋转不明显，或十分微弱；

2 型：表面微涡，表面微凹，表面以下有浅层的缓慢旋转流体，但未向下延伸；

3 型：纯水漩涡，表面下陷，将颜色水注入其中时，可见染色水体形成明显的漏斗状旋转水柱，进入进/出水口；

4 型：挟物漩涡，表面下陷明显，漂浮物落入漩涡后，会随漩涡旋转下沉，吸入进水口内，但没有空气吸入；

5 型：间歇吸气漩涡，表面下陷较深，漩涡间断地挟带气泡进入进/出水口；

6 型：串通吸气漩涡，漩涡中心为传统的漏斗形气柱，空气连续地进入进/出水口。

上述各类漩涡所产生的影响是不同的，1 型、2 型近于无漩涡，不会引起危害，是允许存在的。3 型、4 型可称为弱漩涡，它对机组与建筑物会产生一定作用，但一般危害不严重，实际中应努力防止出现。5 型、6 型属于强漩涡，电站进水口通常是不允许出现的，否则将产生较严重的后果。

另外，根据研究对象的不同，漩涡现象又可以分为：底部孔口出流和侧部孔口出流两种情况。其中底部出流的情况研究较多，而对于侧部孔口问题的研究较少。底部孔口出流时漩涡的涡轴接近铅垂方向，漩涡运动较为稳定，形态比较对称，基本符合理论研究中的轴对称假定，可较为方便地采用柱坐标系下的 N-S

方程分析三维流场。侧部孔口出流时，漩涡不易稳定，涡轴在接近孔口处扭曲，漩涡的运动形态复杂，使得研究的难度更大。但从工程实用性出发，研究后一种情况具有更广泛的实际意义，因为水电站进水口、泄洪洞进口和输水隧洞进口等大多属于这一类情况。

1.3 进水口漩涡的危害和利用

进水口前出现的漩涡对水工建筑物和水力机组等有一定的危害，总结起来，主要表现在以下几个方面：

(1) 降低过流能力

吸气漩涡进入进水口时，即增加了水流阻力又缩减了过水面积，因此，必然降低泄流能力，导致流量减小。试验资料表明^{[4][5]}：当进水口前出现串通的吸气漩涡时，可使泄流能力减小 2/3。Posey^[6]等认为吸气漩涡的存在使得进水口的过流能力降低高达 80%。此外，为了避免漩涡引起的各种问题，有时不得不在较小流量下运行，如美国的托姆索克与马蒂朗两座抽水蓄能电站，在上池水位较低时，为避免漩涡的危害，均被迫将过机流量减少一半运行。

(2) 加剧水流脉动，引起机组和结构物的振动

吸气漩涡的发生必然加剧水流的脉动，产生强烈的脉动压力，给进水口附近的附属结构增加额外的脉动荷载，甚至会激起进水塔或闸门等结构发生振动，同时降低空化数，加大了水工建筑物和水电设备空蚀破坏的可能性。例如，印度 Ramaganga 工程的进水口进流时，进水口前形成的强烈吸气涡，导致附近小山包也有振动感。在大型抽水站中因漩涡产生的振动则可能会更强烈，如法国柯德麦斯中心水电站水泵进水口漩涡引发的强烈振动，严重威胁到了支承结构的安全。

(3) 降低水力机组效率

水轮机的设计工况假定入流是轴向、均匀的。漩涡挟带的空气及形成的螺旋流动，将使机组设备处于非设计条件下运行，从而导致效率的降低。一般而言，当上游输水道较短时，漩涡对机组的效率影响较大。Denny 的试验表明^[7]，对离心泵而言，吸气量为 1% 时，离心泵抽水效率将下降 15%。

(4) 卷吸飘浮物，导致进水口堵塞或拦污栅破坏

吸气漩涡具有强烈的下曳力，漂浮在水面上的物体一旦卷入漩涡，即被吸入进水口。如果进水口前设有拦污栅，则漂浮物集聚在拦污栅上，积久成多，甚至可能堵塞进水口。例如，印度 Beas 坝，隧洞进水口在不利进流条件下形成的漩涡损坏了格栅。

此外，在工程中漩涡运动也可以被控制和利用。如漩涡竖井式泄洪洞^[8]就是人为地在进水口前形成漩涡，使流入竖井的水流在涡室内呈旋转运动，水流紧贴

竖井壁面,在井壁上产生一种附加压力,同时沿竖井轴线形成气核,这样能使溢洪道稳定工作,同时能有效的防止在竖井及弯道处产生负压。这种竖井溢洪道在法国、意大利已建成二十余座,最大落差 142m,最大流量 $180\text{m}^3/\text{s}$ 。实际工程资料表明,当流量变化时,涡室内的水深、井壁上的水层厚度以及气核的半径将发生变化,但不会引起不良现象。此外,漩涡也可以应用于排沙、发电、排泄浮冰和污染物等方面。

1.4 进水口漩涡研究方法及研究现状

纵观国内外参考文献,经过了多年的努力,国内外众多学者对于进水口前漩涡的研究取得了一些有价值的研究成果,对于实际工程具有一定的指导意义。从已有的研究成果来看,理论研究、模型试验和数值模拟是主要的研究方法,理论研究具有重要参考价值,模型试验是主要的研究方法,而数值模拟研究还不深入。

1.4.1 进水口漩涡的理论研究

从查阅的文献来看,现有的理论成果大多假定立轴漩涡是恒定、轴对称的,对运动方程进行简化,分析推导出在一定程度上能反映漩涡运动特性的近似解。但总的说来,进展不大。对于三个方向速度计算式的研究,切向速度各家成果基本一致,而轴向速度和径向速度,得出的研究成果有所差别。

大量的研究都从漩涡的切向速度入手,得出的研究成果的具体型式不同。一般近似认为切向速度矩守恒,即切向速度与漩涡半径成反比:

$$v_{\theta} \cdot r = c \quad (1-1)$$

式中, v_{θ} 是切向速度, r 是漩涡的半径, c 是与初始环量有关的常数。

何学民等^[9]采用定常轴对称假设,即满足下式

$$\frac{\partial v_{\theta}}{\partial t} = \frac{\partial v_r}{\partial t} = \frac{\partial v_z}{\partial t} = 0 \quad (1-2)$$

$$\frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} = \frac{\partial v_r}{\partial \theta} = \frac{\partial v_z}{\partial \theta} = \frac{\partial p}{\partial \theta} = 0 \quad (1-3)$$

并认为沿轴向变化较小,即 $\frac{\partial v_{\theta}}{\partial z} = 0$, 令 Γ 表示漩涡流场的环量,得出理想流体

的点涡解,并进一步推导得出理想流体漩涡运动可作势流处理,通过引入轴对称势函数,求解出了漩涡流场和水面曲线方程。

Rankine(1882)^[10]给出了考虑涡核存在的模型：涡核内流体作角速度为 ω 的刚体式旋转，为有旋流；涡核外的运动相当于一个强度为 $\Gamma = 2\pi r_m^2 \omega$ 的位涡产生速度，环绕在涡核周围为无旋流， r_m 为涡核半径，是发生最大切向速度处半径，即涡核内、外的分界线。Rankine涡在涡核内外 r_m 处的速度匹配，但速度分布的过渡不光滑，事实上由于粘性的光滑作用，这种不光滑性是不可能存在的。试验研究还表明，在 r_m 处，切向速度 v_θ 的计算值比实测值大。

Schlichting^[11]认为，如果不持续地向漩涡输送能量，漩涡运动是不能维持的，因此，提出了计入粘性扩散作用的非定常衰减涡，并推导出带有指数项的切向速度表达式。

Rosenhead^[12]通过数学分析给出切向速度的经验公式。Bennett^[13]和Mih^[14]把Rosenhead公式进行了改进。Hite^[15]以Mih改进后的切向速度公式为基础，通过对漩涡流场的分析推导出了径向、轴向速度的表达式。

总体来说，对于漩涡三个方向速度计算式的研究，理论公式只反映了漩涡在径向平面上的特性，没有能反映出在轴向上的运动规律，因此难以全面描述漩涡的水力特性，尤其是涉及到具体工程问题时，水工建筑物边界的影响、漩涡自由水面的处理、涡轴的游动性等问题用理论方法更是无从下手。理论研究成果具有一定的参考价值。

1.4.2 进水口漩涡的模型试验研究

影响漩涡运动形态的因素复杂，由于理论研究在数学上遇到很大的困难，得出的理论公式只是近似解，难以满足实际工程的需要。长期以来，模型试验成为研究水工建筑物进水口前漩涡问题的主要而且有效的方法之一。目前绝大部分在实践中已被证实的基本规律和行之有效的消涡措施，多数也是通过模型试验研究而取得的。模型试验对于检验理论分析、数值模拟和指导工程设计都具有重要的意义，迄今为止已取得了一些有益的试验经验。

1.4.2.1 漩涡的缩尺效应

多年来，学者们进行了大量的试验研究，取得了一定的研究成果。模型试验仍然是研究进水口漩涡行之有效的重要方法之一。水工模型试验作为主要研究手段^{[16][17][18]}，发挥了重要作用。但是，它存在从模型试验成果引伸至原型时可能出现的“失真”，即“缩尺效应”的问题。缩尺效应指由于采用仅按主要支配力相似律而忽略其他作用力相似的模型而产生的误差^[19]。当所有控制作用力不可能按同一倍数缩小时，缩尺效应就会发生。缩尺效应的发生，使得原型的情况可

能比模型预测的结果要恶化。因此，缩尺效应影响着由水工模型试验预测漩涡严重程度之可靠性。

模型要同时满足重力、粘滞力、表面张力等作用力相似是非常困难的，应正确确定主要的作用力，合理地选取相似准则，使得模型能最大程度的模拟原型。一些学者认为，在多数情况下，模型采用重力相似准则设计，漩涡运动的相似程度较好。另一些学者则认为，必须考虑粘滞力和表面张力的影响。Quick^[20]认为，按重力相似准则设计的模型与原型满足动力相似，但产生的吸气漩涡并非总是与雷诺数无关，使用过小的模型可能得出错误的结论。Daggett等^[4]用不同黏性的流体（水和甘油的混合液、不同种类的油）在圆筒中做试验，得出流量系数 C 与 Re 的关系，当模型管道 $Re = ud/\nu > 3 \times 10^4$ （ u 为孔口流速）， C 仅是环量数的函数，粘性可以不用考虑。Denny^[21]在1:16的模型上研究水泵进水口位置对漩涡形成的影响，结果发现，按弗劳德相似准则设计，模型和原型的临界淹没水深有明显的差异，而如果按等流速准则进行模拟，则模型试验结果与原型观测资料是一致的，并得出结论：当几何比尺 $L_r < 16$ 、进口流速 V 不超过4m/s时，可按等流速原则设计模型。Haindl^[22]为研究调压室发生最低涌浪时可能出现的漩涡情况，曾在实验室利用三种不同直径的圆柱形容器研究漩涡的基本特性及缩尺影响问题。所选的容器直径 D 为57.3cm、41cm及29.3cm，每个容器中又改变底孔直径 d ，使 $d/D=0.055$ 、0.077和0.122，相当有多种不同比尺的模型。试验结果最初按弗劳德相似准则进行分析，发现测点分布并无规律，小模型的相对淹没水深较大。此后又按粘滞力相似准则分析，即 $Re = VD/\nu$ ， V 为容器中水面下降速度。在绘出的 $h/D \sim Re$ 关系曲线上发现，当 $Re > 80000$ ， h/D 又在1.2以内，七种模型测点均落在一条曲线上，故而认为漩涡吸气临界水深应按定 Re 数计算。Jain等^[23]在底孔出流的圆筒中用不同黏性的流体进行试验，发现当 $N_v = \sqrt{gd}d/\nu = Re/Fr \geq 5 \times 10^4$ ，产生的间歇吸气漩涡的临界淹没水深与 N_v 无关，临界雷诺数与 Fr 有关， Fr 越大，临界雷诺数越大。Anwar等^[24]用水、黏性不同的油以及水与甘油的混合物作为漩涡试验流体，对比分析得出如果按泄水孔过水断面计算的径向雷诺数 $Re_R = Q/\nu s > 3 \times 10^4$ ，模型自由表面涡不受粘滞力影响。

由此可见，水工建筑物漩涡模型，通常按弗劳德相似准则设计。同时，为克服粘滞力与表面张力引起的缩尺影响，试验过程中适当增加流量作为补充。应当指出，增大流量实际上是放弃了弗劳德相似准则，目的是增大模型的 Re 和 We ，减小粘滞力和表面张力对漩涡的缩尺影响，对一些缩尺大、尺寸小的模型，它有一定的效果。至于增大流量的倍数，对于不同缩尺的模型，增加的流量将不同，但流量究竟应该增大多少才合适，至今尚无定论。

1.4.2.2 原型观测与模型试验的对比

目前,模型设计较为通用的办法是:模型几何正态,按弗劳德相似准则设计,用粘滞力与表面张力相似条件加以校核,并在试验过程中适当增加流量(流速)作为补充观察。这种做法效果如何?模型试验的效果最好通过与原型观测的对比来加以检验。

Padmanabhan^[25]在研究某核电站冷却水取水口时,曾进行原型与两个缩尺模型(1:2及1:4)试验的对比工作,认为模型中径向雷诺数 $Re_r = Q/vs > 1.5 \times 10^4$,管道 $Re = ud/v > 7 \times 10^4$, $We = \rho u^2 d / \sigma > 600$ 时,按弗劳德相似准则模拟自由表面漩涡,缩尺为1:2及1:4的模型没有发现明显的缩尺效应。

Hecker^[26]基于缩尺为1:50的按Fr准则设计的模型,将原型观测的结果和模型试验的结果进行比较,提出模型流量增加2.0~2.5倍,能较好地模拟原型的漩涡。

高学平等^[41]按Fr相似准则设计了缩尺分别1:2和1:4的模型,并与1:1原型进行比较。认为:(1)当模型进水口处的 $Re \geq 3.4 \times 10^4$ 时,粘滞力影响可以忽略,表面张力对漩涡无明显影响,按Fr准则设计的模型可不考虑缩尺效应;(2)当Re不满足上述要求时,增大流量可消除缩尺效应。模型缩尺越大,克服缩尺效应需要增大的流量越大。当 $2.65 \times 10^4 < Re < 3.4 \times 10^4$ 时,模型增大2~2.67倍流量后,模型漩涡和原型漩涡情况相似;当 $0.95 \times 10^4 < Re < 2.65 \times 10^4$ 时,模型增大4.2~5.12倍流量后,模型漩涡与原型漩涡情况一致;(3)对于同一缩尺的模型,相对淹没水深越大,克服缩尺效应需要增加的流量越大。

Hecker^[4]对9个抽水蓄能电站进水口、7个电站进水口与水库泄水道、6个其他取水口的资料进行对比分析,得出了一些有关模型与原型相似性的规律:对于微弱漩涡,模型的缩尺效应较小,原型和模型相似程度较好,缩尺效应可以忽略;对于吸气漩涡,模型的缩尺效应较大,模型情况可能与原型相差较大。

王水田^[26]在某水电站进水口漩涡问题的试验研究中,按弗劳德相似准则设计模型。试验结果表明,溢流坝不过水时,进水口前只出现表面凹陷漩涡;当溢流闸门开启一孔时,流态也大致相仿。后来对水电站的原型进行观测,发现进水口前有一明显的漩涡发生。分析原因发现,模型结果的失真主要是忽略了粘滞力的影响而造成的,因此他认为,按弗劳德相似准则在小比例的模型上是不能模拟原型情况的。

1.4.3 进水口漩涡的数值模拟研究

与模型试验相比,数值计算有花费少、参数变化快、可获得更多信息、模拟能力强的优势,而且数值计算可直接模拟原型,不存在缩尺效应的问题。随着计

算流体力学和计算机技术本身的迅速发展,数值模拟开始作为一种研究漩涡的有效手段。

由于漩涡现象的复杂性,漩涡位置游离不定,其几何尺度一般较小,而物理量的梯度变化大,这对于数值计算方法、局部网格的高度细化以及计算机的处理能力都是一种巨大的挑战,尤其是自由水面的有效精细模拟。赵永志等^[28]对底部孔口的情况进行了数值模拟,模拟出了漏斗型凹陷漩涡,提出了盆池涡的涡动机理;李华^[29]采用标准 $k-\varepsilon$ 紊流模型和VOF法,对底部孔口出流的漩涡运动进行了数值模拟,结果表明,用VOF法处理自由水面可以模拟出立轴漩涡这种复杂的水流现象。不足的是由于网格划分的质量较差,全流场都用了一样大小的粗网格,因此模拟出的结果比较粗糙,与实际发生的立轴漩涡运动有较大的差异。陈云良等^[30]对某水电站工程进行了模型试验研究,并采用数值模拟方法模拟出了试验中出现的进水口前缘的表面回流。就查阅的文献来看,进水口漩涡三维数值模拟研究的文献资料还不多,这方面的工作还需要进行深入研究。

1.5 漩涡研究的意义

在水利工程中,进水口漩涡现象很普遍,出现的吸气漩涡对水工建筑物有一定的危害作用。探讨漩涡的生成机理,分析漩涡生成的诱因,研究漩涡的缩尺效应等问题,能够加深人们对漩涡的认识,这也是消涡防涡的基础。

研究漩涡的形成和运动规律,对实际工程有指导意义。漩涡的产生对进水口的泄流能力有不利影响,结合漩涡的影响因素,对进水口进行优化,能提高泄流能力,降低工程造价,消除进水口前的吸气漩涡后,对于洞内的流态有一定的改善,能提高水力机械的效率,提高发电效率。此外,漩涡生成机理和发展变化规律的研究对水利水电工程学科的理论进展有重要作用,漩涡的研究中关于自由水面的处理、边界条件的处理等问题无疑进一步丰富了流体力学的内容,具有较高的理论价值。漩涡的数值模拟研究成果对模型试验和实际工程具有指导和启发意义。

1.6 本文研究的主要内容

漩涡问题是水力学中一个具有挑战性的课题。对于漩涡的形成机理、缩尺效应以及三维数值模拟方面的研究还不太深入。因此,本文将对进水口前的漩涡进行三维数值模拟研究,并探讨漩涡的缩尺效应问题。具体内容如下:

(1) 紊流模型的比选研究。采用何种紊流模型来模拟漩涡最为有效,是数值模拟研究的前提和基础。采用标准 $k-\varepsilon$ 模型、RNG $k-\varepsilon$ 模型和 Realizable

$k-\epsilon$ 模型分别模拟了底部进水口漩涡，并对这三种模型结果进行了分析比较，选取出行之有效的紊流模型。

(2) 模型试验与三维数值模拟研究。采用模型试验和三维数值模型研究相结合的方法，将两种结果进行对比分析，验证模型的可靠性。验证工作至关重要，为后文漩涡缩尺效应研究奠定了基础。

(3) 进水口漩涡缩尺效应研究。只要不是在原型上进行研究，缩尺效应不可避免地存在。针对某工程进水口前的漩涡进行研究，探讨采用何种模拟条件才能尽可能地消除漩涡的缩尺效应。这也是工程中最关心的问题。

(4) 初步探讨漩涡的生成机理，分析速度环量与漩涡生成的关系。并对漩涡的影响因素及消涡防涡措施进行了总结。

第二章 紊流模型理论及模型比选

漩涡运动是一种较为复杂的紊流运动，特别是发生吸气漩涡时，对其进行数值模拟就更为复杂。从查阅的文献看，国内外关于漩涡的数值模拟研究还不多。赵永志等^[28]采用标准 $k-\varepsilon$ 模型通过三维数值模拟方法模拟出了漏斗状漩涡；胡艳飞^[31]对进水口漩涡进行了模拟，结果不是很理想。最近几十年，以 $k-\varepsilon$ 模型为基础，提出了一些改进方案^[32]。对于漩涡这种精细结构，选择何种紊流模型来进行数值模拟研究显得尤为重要，这样可以提高计算的精度和降低工作难度，从而提高工作效率。在一般情况下，选用模型主要考虑到以下几个方面：课题的要求、计算精度的要求、计算机的运行能力、计算时间的限制等。为了比较不同紊流模型模拟进水口漩涡的优劣，本章将分别采用标准 $k-\varepsilon$ 模型、RNG $k-\varepsilon$ 模型和 Realizable $k-\varepsilon$ 模型对底部进水口漩涡进行模拟，自由液面的处理采用VOF法，方程的离散采用有限体积法，运用PISO算法对压力和速度进行耦合计算，并对这三种模型结果进行了分析比较，选取出适合进水口漩涡数值模拟的数学模型。

2.1 紊流的控制方程

2.1.1 基本方程

紊流是粘性流体在一定条件下所产生的一种运动方式，因而描述粘性流体运动的 Navier-Stokes 方程同样适用于紊流。但由于紊流运动极其复杂，试图求解瞬时流动的全部过程既不可能也无必要。因为紊动是一种随机过程，每一次单独的过程均不完全相同，有意义的是过程总体的统计特性，而最重要的，同时也是最简单的统计特征值是平均值。

流体流动的控制方程组精确地描述流体的各物理量对空间的分布和随时间的演化，对不可压缩流体，表达式为

连续方程：

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2-1)$$

动量方程：

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2-2)$$

其它物理量的输运方程：

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \phi)}{\partial x_i} = \lambda_\phi \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_i} + S \quad (2-3)$$

式中, t 为时间, u_i 是 x_i ($i=1,2,3$) 方向的瞬时速度分量, p 为瞬时静水压力, ϕ 是某种标量, 如温度和浓度, S 为源项, ρ 和 μ 分别为水的密度和动力粘滞系数, λ_ϕ 为标量 ϕ 的分子扩散系数。

Reynolds 在 1895 年提出: 要准确地描述紊流脉动随空间和时间的变化是极其困难的, 而研究时均量的变化规律更具现实意义。通过引入雷诺平均的概念, 推导出描述紊流时均性质的雷诺方程:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i u_j} \right) \quad (2-4)$$

由于引入了雷诺应力 $-\overline{\rho u_i u_j}$ 这一未知量, 方程组无法自行封闭, 因此需要补充方程式。比较切实可行的办法是引入紊流模型, 用较低阶的相关或时均流的变量近似地表示一定阶数的相关。

自从雷诺方程问世以来, 研究人员花了一个多世纪的时间来尝试建立雷诺应力的紊流模型。由于补充方程式大多是半经验公式, 因此不同经验公式的运用, 便构成了各种类型的紊流模型。从封闭方程组所增加的方程数目来划分, 紊流模型包括零方程模型、单方程模型、双方程模型和多方程模型。其中双方程模型主要包括标准 $k-\varepsilon$ 紊流模型、RNG $k-\varepsilon$ 紊流模型、Realizable $k-\varepsilon$ 紊流模型, 其应用最为广泛。

2.1.2 紊流模型

2.1.2.1 标准 $k-\varepsilon$ 紊流模型

标准 $k-\varepsilon$ 双方程紊流模型是由 Launder Spalding 于 1972 年提出的基于求解紊动能 k 的输运方程和紊动能量耗散率 ε 的输运方程而建立起来的半经验紊流模型, 其中 k 的输运方程是由精确方程推导而出的, 而 ε 的输运方程则是在理论推导和试验基础上得到的半理论半经验公式。由 k 输运方程可以推求 ε 输运方程, 流速尺度 θ 和长度尺度 l 可以用 k 和 ε 来表示:

$$\theta = k^{1/2} \quad (2-5)$$

$$l = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2-6)$$

k 的输运方程为

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (2-7)$$

在混合长度模型中, 定义涡粘性系数为:

$$\mu_t = C_\rho \theta l = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2-8)$$

式中, C_μ 为模型常数, 将式(2-5), (2-6), (2-8)代入(2-7), 整理得 ε 的输运方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{3\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2-9)$$

式中, 模型常数 $C_\mu = 0.09$; $\sigma_k = 1.00$; $\sigma_\varepsilon = 1.30$; $C_{1\varepsilon} = 1.44$; $C_{2\varepsilon} = 1.92$ 。

标准 $k-\varepsilon$ 双方程紊流模型不仅考虑到紊动速度比尺的输运, 而且考虑到长度比尺的输运, 并且在广泛的实际应用当中得到检验, 已经被证明为最成功的紊流模型。但是标准 $k-\varepsilon$ 双方程紊流模型也有缺陷, 由于采用紊动粘性各向同性的假设, 因而使标准 $k-\varepsilon$ 紊流模型难以准确的描述剪切层中平均流场流动方向的改变对紊流场的影响。由于采用了一系列的经验系数, 而这些系数都是在一定试验条件下得出的, 对于如环流, 射流等复杂流动尚不能给出精确结果。

2.1.2.2 RNG $k-\varepsilon$ 紊流模型

RNG $k-\varepsilon$ 紊流模型^[33]由完全统计理论 (Renormalization group theory, 即重整规划群理论) 推导得出的, 形式上与标准 $k-\varepsilon$ 紊流模型相似, 其输运方程为:

紊动动能 k 的输运方程:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon + S_k \quad (2-10)$$

紊动耗散率 ε 的输运方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{3\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (2-11)$$

式中, a_k 和 a_ε 是关于 k 和 ε 的有效 Prandtl 数的倒数, 可以由下式确定

$$\left| \frac{a - 1.3929}{a_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{a + 2.3929}{a_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \quad (2-12)$$

式中, $a_0 = 1.0$, 在高雷诺数时, $\mu_{mol} / \mu_{eff} \leq 1$, $a_k = a_\varepsilon \approx 1.393$ 。 R_ε 可以由下式确定

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2-13)$$

式中, $\eta = Sk / \varepsilon$, $\eta_0 = 4.38$, $\beta = 0.012$ 。 μ_{eff} 为有效粘度, 由下式确定

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1 + C_v}} d \hat{v} \quad (2-14)$$

式中, $\hat{v} = \mu_{eff} / \mu$, $C_v \approx 100$ 。模型常数 $C_{1\varepsilon} = 1.42$, $C_{2\varepsilon} = 1.68$, S_k , S_ε 是用户自定义项。

由以上可以看出, RNG $k - \varepsilon$ 紊流模型和标准 $k - \varepsilon$ 紊流模型相比, 有如下改进:

(1) RNG $k - \varepsilon$ 紊流模型在 ε 方程里有一附加项, 此项明显改进对快速变形流动的模拟更加精确;

(2) RNG $k - \varepsilon$ 紊流模型中包括紊流中漩涡的影响, 增加了对涡流模拟的准确性;

(3) RNG $k - \varepsilon$ 紊流模型紊流 Prandtl 数由一个解析公式确定, 而标准 $k - \varepsilon$ 紊流模型中此项为常数;

(4) 标准 $k - \varepsilon$ 紊流模型为一个高雷诺数方程, 而 RNG $k - \varepsilon$ 紊流模型中, RNG 理论提供了一种低雷诺数下粘滞性影响的解析公式, 所以也适用于低雷诺数流体流动的模拟。

因此, 与标准 $k - \varepsilon$ 紊流模型相比, RNG $k - \varepsilon$ 紊流模型在很大范围内流体的模拟更加精确。尤其对于近壁处的流体流动, 流线高度弯曲的流体流动, 快速变形的流流体动, 低雷诺数流体流动, 过渡流、尾流和漩涡流等流动方式可以给出更加精确的预测。

2.1.2.3 Realizable $k - \varepsilon$ 紊流模型

Realizable $k - \varepsilon$ 紊流模型^[34]是近期发展起来的一种完全理论紊流模型, 与标准 $k - \varepsilon$ 紊流模型相比, 主要有以下两点改进:

(1) Realizable $k - \varepsilon$ 紊流模型对涡粘性系数中的 C_μ 采用一种新的表达式来定义, 而标准 $k - \varepsilon$ 紊流模型中此项为常数;

(2) 考虑漩涡的影响, 重新定义 ε 输运方程。

以上改进使得 Realizable $k-\varepsilon$ 紊流模型对射流、旋转、边界处有较大压力梯度以及分离流的计算都为首选。

Realizable $k-\varepsilon$ 紊流模型输运方程分别为

k 方程:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (2-15)$$

式中, k , ε 分别为紊动动能及紊动耗散率; σ_k 为 k 的紊流 Prandtl 数, 在高 Reynolds 数流动中, $\sigma_k = 1.1$; μ_t 为紊动粘性系数。

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2-16)$$

标准 $k-\varepsilon$ 紊流模型中, C_μ 为常数, 而此模型中对其重新模化 μ_t , 引入一个新的涡粘性方程定义 C_μ , 形式如下:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s k U^* / \varepsilon} \quad (2-17)$$

$$A_s = \sqrt{6} \cos \left\{ \frac{1}{3} \cos^{-1} \left[\sqrt{6} \left(\frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{\sqrt{S_{ij} S_{ij}}} \right) \right] \right\} \quad (2-18)$$

$$U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} + (\overline{\Omega_{ij}} - 3\varepsilon_{ij} \omega_k)(\overline{\Omega_{ij}} - 3\varepsilon_{ij} \omega_k)} \quad (2-19)$$

式中, $\overline{\Omega_{ij}}$ 是角速度为 ω_k 的平均旋转率张量; S_{ij} 为平均应力张量, $S_{ij} = (\partial u_j / \partial x_i + \partial u_i / \partial x_j) / 2$; A_0 为模型常数, $A_0 = 4.04$; G_k 、 G_b 分别表示由于平均流速梯度和浮力而产生的紊动动能附加项。

ε 方程:

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] - \rho C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{2\varepsilon} \tanh \left| \frac{\nu}{u} \right| \frac{\varepsilon}{k} G_b \quad (2-20)$$

式中, ν 为运动粘滞系数; ν 和 u 分别为控制网格内流速度的垂直分量和水平分量; σ_ε 为 ε 的紊流 Prandtl 数, $\sigma_\varepsilon = 1.3$; $C_{1\varepsilon}$ 和 $C_{2\varepsilon}$ 为模型常数, $C_{1\varepsilon} = 1.9$, $C_{2\varepsilon} = 1.44$ 。

由以上可知, RNG $k-\varepsilon$ 紊流模型和 Realizable $k-\varepsilon$ 紊流模型都对标准 $k-\varepsilon$ 紊流模型进行了本质的改进, 对于流线弯曲强烈的流体流动, 漩涡流体流

动等问题，二者可以给出更加精确的模拟，但对于分离流和复杂二次流，Realizable $k-\varepsilon$ 紊流模型表现更为出色。

2.2 VOF 法

VOF法^[35]采用表面跟踪技术，每一个计算网格的每一个流体相体积分数都将在整个计算区域内进行跟踪。主要应用于两种或多种不可以相互融合的流体，而且在这几种不相融合的流体当中，其作用只发生于接触面。主要应用范围有：层流、自由面流体、震荡流、大气泡流体、液—气交界面变化情况的模拟等。对于引入模型中的每一项，其计算网格体积分数将会被引入，设某一控制单元内第 q 相体积分数为 $\alpha_q(0 \leq \alpha_q \leq 1)$ 。则当 $\alpha_q=0$ 时，控制单元内无第 q 相流体； $\alpha_q=1$ 时，控制单元内充满第 q 相流体； $0 < \alpha_q < 1$ 时，控制单元包含相界面。在每个控制单元内各相体积分数之和等于1，即

$$\sum_{q=1}^n \alpha_q = 1 \quad (2-21)$$

(1) 基本控制方程

VOF法基本控制方程为能量方程，动量方程，附加标量方程。其控制方程是由所有相共同承担的，附加标量方程依赖于实际解决的问题，在紊流情形时，当紊流模型为 $k-\varepsilon$ 模型时候，附加标量方程即为紊动能 k 方程和紊流耗散率 ε 方程，当紊流模型改变时，附加标量方程也随之改变，但紊流变量（如 k 和 ε ）是被通过整个区域的各相所共享的。由于VOF法控制方程完全依赖于实际问题，若不考虑其控制方程，只就其对于多相流的处理方法而言，VOF模型通常称为VOF法。

(2) 界面跟踪计算

相与相之间的交界面跟踪计算是通过求解某一项或者几项体积分数连续方程而得到的，对于第 q 相来说，其体积分数连续方程形式如下：

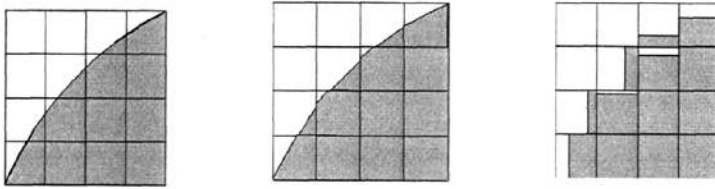
$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \bar{v} \cdot \nabla \alpha_q = \frac{S \alpha_q}{\rho_q} \quad (2-22)$$

其中右边初始默认值为0，也可以自定义。但是值得注意的是，对初始相（第一相）的求解不是应用式(2-22)，而是由式(2-21)来约束。对于输运方程中的计算参数是由计算区域的所有相共同决定的，例如在一个两相流系统中，其中每一相应用脚标1和2来确定，第二相是应用式(2-22)进行跟踪计算，那么每

一相网格密度为:

$$\rho = a_2 \rho_2 + (1 - a_2) \rho_1 \quad (2-23)$$

VOF法界面形状的确定是通过计算穿过控制体的对流和扩散通量并与控制体本身内部的源项平衡而实现的。VOF法常用的两种方案计算面的通量:几何重建 (geometric reconstruction) 方案和物质接受 (donor-acceptor) 方案。在几何重建方案中,使用的标准插值方案用于获得界面通量。几何重建方案使用分段线性的方法描绘了流体之间的界面。这个方案是最精确的并适合于通用的非结构化网格。几何重建方案是从Youngs^[36]作品中为非结构化网格归纳出来的。它假定两流体之间的界面在每个单元内有个线性斜面,并使用这个线性形状为穿过单元面的流体的水平对流做计算。这个方案把一个单元看作一定数量的流体来自一相和其它相的捐赠 (donor),把相邻的单元看作相同数量流体的接受 (acceptor),这样使用防止了界面上的数值扩散。图(2-1)显示了用这两种方法计算过程中计算界面的实际界面的形状。



(a)实际界面

(b) 计算界面(几何重建方案)

(c)计算界面(物质接受方案)

图 2-1 计算界面和实际界面比较

2.3 压力—速度耦合

对离散后的控制方程组求解,包括分离式和耦合式两种解法。分离式解法逐个求解各变量的代数方程;耦合式解法同时求解离散化的控制方程组,联立求解出各变量。由于耦合式解法计算效率较低,内存消耗较大,本文采用分离式解法,压力梯度为动量方程中源项的组成部分之一。然而,没有直接求解压力的方程,因此需要采用相应的措施来反映压力变化对速度场的影响。目前使用较为广泛的是压力校正法,包括 SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations)、SIMPLER (SIMPLE Revised)、SIMPLEC (SIMPLE Consistent) 和 PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) 等。

SIMPLE 算法是 Patankar & Spalding 于 1972 年提出的,其基本思想是:在每一时间步长的运算中,先给出压力场的初始猜测值,据此求解离散形式的动量

方程, 得出相应的速度场; 由于压力场为假定值, 其对应的速度场一般不满足连续方程, 因此需要对压力进行校正, 即把动量方程离散形式所规定的压力与速度的关系代入连续方程的离散形式, 得到压力校正方程, 从而求出压力校正值; 然后由压力校正值求解新的速度场, 如此循环反复, 可得出压力场和速度场的收敛解。

在 SIMPLE 算法中, 为了确定动量离散方程的系数和常数项, 需要先假定一个速度场, 同时又独立地假定一个压力场, 两者一般是不协调的, 从而影响了迭代计算的收敛速度。此外, 对压力值的校正引入了欠松弛方法, 而欠松弛因子难以确定, 因此该算法仅能满足速度场校正的要求, 对压力场的校正不是十分理想, 最终会影响收敛速度。因此, Patankar 对 SIMPLE 算法进行改进, 只用压力校正值来校正速度, 另外构造一个更加有效的压力方程来校正压力场, 即 SIMPLER 算法。由于推导离散化压力方程时, 没有省略任何项, 因此得到的压力场与速度场相适应, 该算法收敛速度较快, 但计算量较大。

SIMPLE 算法的另一种改进形式是 SIMPLEC 算法, 它由 Van Doormal & Raithby 提出, 计算步骤与 SIMPLE 算法基本相同, 但在推导时没有像 SIMPLE 算法那样省略速度校对方程中的项, 因此得到的校正值一般是比较适合的。SIMPLEC 算法计及了相邻节点的影响, 这就比 SIMPLE 算法中完全略去相邻单元对速度的影响更加合理, 采用 SIMPLEC 算法进行速度校正必须计算相邻节点的系数和, 虽然增加了运算量, 但其良好的收敛性可保证它比 SIMPLE 算法减少迭代次数, 从而节省总体运算量。

PISO 算法是由 Issa 提出的, 它与 SIMPLE 和 SIMPLEC 算法的不同之处在于: SIMPLE 和 SIMPLEC 算法是两步算法, 即一步预测和一步校正, 压力校对方程得出的速度值和相应的流量不能满足动量平衡, 因而必须重复计算直至平衡得到满足; 而 PISO 算法增加了一个校正步, 包含了一个预测步和两个校正步, 在完成了第一步校正得到速度和压力后寻求二次改进值, 目的是使它们更好地同时满足动量方程和连续方程。PISO 算法由于使用了“预测—校正—再校正”三步, 从而可加快单个迭代步中的收敛速度。

PISO 算法执行的附加校正包括: 相邻校正和偏斜校正。

相邻校正: 将压力校正方程求解阶段中的 SIMPLE 或 SIMPLEC 算法所需的重复计算移除, 经过一个或多个的附加循环, 校正的速度会更接近于满足连续方程和动量方程。

偏斜校正: 对于具有一定扭曲度的网格, 单元表面质量流量校正与邻近单元压力校正差值之间的关系是相当粗略的。因为沿着单元表面的压力校正梯度的分量最初是未知的, 需要进行一个与相邻校正中相似的迭代步骤。初始化压力校正

方程的解之后,重新计算压力校正梯度,然后用重新计算出来的值更新质量流量校正。

PISO 算法对压力校正方程进行两次求解,因此需要额外的存储空间来计算二次压力校正方程中的源项,迭代中要花费较多的 CPU 时间,但是极大地减少了收敛所需要的迭代次数和计算高度扭曲网格所遇到的收敛困难。对于瞬态问题,该算法的优点更为突出,本文所模拟的漩涡属于瞬态问题,因此采用 PISO 算法对压力和速度场进行计算。

欠松弛因子是分离式求解器所使用的一个加速收敛的参数,用于控制每个迭代步所计算的场变量的更新。这些欠松弛因子都有默认值,如压力、动量、 k 和 ε 的默认欠松弛因子分别为 0.2、0.5、0.5 和 0.5,一般情况下,没有必要改变这些值。但为了尽可能地加速收敛,可在刚一启动时,先用默认值,在迭代 5~10 次后,检查残差是增加还是减小,若增大,则减小欠松弛因子的值;反之,增大欠松弛因子的值。总之,在迭代过程中,通过观察残差变化来选择合适的欠松弛因子。并且,粘度和密度均做欠松弛处理。

2.4 有限体积法

有限体积法 (Finite Volume Method) 又称为控制体积法^[37]。该方法是从物理规律角度出发,每一个离散方程都是有限大小体积的某物理量的守恒表达式,具有物理意义明确、可保证离散方程的守恒特性且可以适用于不规则网格和复杂边界条件的优点。由于该方法采用守恒型离散格式,在整个计算域内积分守恒,易处理非线性较强的流体运动问题和函数间断的情况。

在有限体积法中,插值函数只用于计算控制体积的积分,得出离散方程后,便可以忘掉插值函数;如果有需要的话,可以对微分方程组不同的项采取不同的插值函数,不同的插值方法对应不同的结果,插值方式常称离散格式。常见的离散格式有:中心差分格式,一阶迎风格式,二阶迎风格式,混合格式,指数格式,乘方格式,QUICK格式,改进的QUICK格式。具体的方法可以参见文献 [32]。有限体积法是当前求解流动和传热问题的数值计算中最成功的方法,已经被绝大多数工程流体和传热计算软件采用。

2.4.1 有限体积法的基本思路

就离散方法而言,有限体积法可以视作有限元方法和有限差分法的中间物。有限元方法必须假定函数值在网格点之间的变化规律(插值函数),并将其作为近似解。有限差分法只考虑网格点上的函数值 ϕ 而不考虑网格点之间的变化情

况，有限体积法只寻求 ϕ 的节点值，这与有限差分法相类似，但是有限体积法在寻求控制体积的积分时，必须假定 ϕ 值在网格之间的分布，这又与有限单元法相类似。在有限体积法中，插值函数只用于计算控制体积的积分，得出离散方程之后，便可不用插值函数；如果需要，可以对微分方程中不同项采取不同的插值函数。

一维非恒定对流扩散问题的通用方程可以写为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x}\right) + S \quad (2-24)$$

式中， ρ 为密度； u 为流速； Γ 为扩散项系数； S 为源项； ϕ 为通用变量，可以取为流速 u 、温度、浓度等。

在推导过程当中采用图 2-2 所示的网格节点，节点 P 的两个相邻点为 E （取 x 的正向）和 W （取 x 的负向）。虚线表示控制体积的交界面 e 和 w ，一般置于相邻两点连线的中点。在一维问题中，可以假设 y 和 z 方向的厚度为一个单位，故图 2-2 中所示控制体的体积为 $\Delta x \cdot 1 \cdot 1$ 。在计算中可以沿时间轴采用步近法，即从已知时刻 t 的各节点通量 ϕ ，求出 $t + \Delta t$ 的各节点变量，如此循环往复计算下去直到满足要求为止。

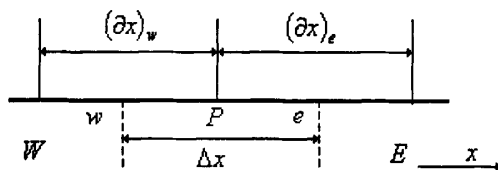


图 2-2 一维问题的网格节点

在方程离散推导的过程中，需要描述函数值 ϕ 在节点间变化规律的插值公式。变量 ϕ 在控制体积内插值函数的选取很重要，不合理的插值函数会导致发散的离散方程。为简单说明起见，下面的方程离散推导采用常见的最简单的插值函数。图 2-3 中介绍了两种最简单的插值方法。图 2-3(a) 为阶梯形剖面插值，假设节点上的 ϕ 值就是该点周围控制体积内的数值。但采用这种分布假设，导数 $\partial\phi/\partial x$ 在控制体积的交界面 e 或 w 上没有定义。图 2-3(b) 采用线性插值函数，得

出分段线性剖面，则可求出交界面上的导数值。

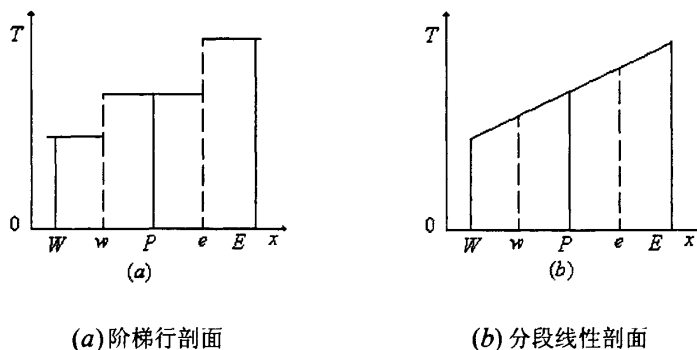


图 2-3 两种简单的线性插值

离散过程中，视密度 ρ 为恒值。把方程(2-24)对图 2-2 所示的控制体及时间 $[t, t+\Delta t]$ 积分得该控制体积分

$$\rho \int_w^e \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial \phi}{\partial t} dt dx + \rho \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} (u\phi) dx dt = \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e S dx dt \quad (2-25)$$

在控制体内对积分方程(2-25)进行离散。

(1) 时间项的离散。在式(2-25)中，对非恒定项进行离散时假设网格节点上的 ϕ 值代表整个控制体上的值，则非恒定项可写为

$$\rho \int_w^e \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial \phi}{\partial t} dt dx = \rho \Delta x (\phi_p^{n+1} - \phi_p^n) \quad (2-26)$$

式中， ϕ_p^n 表示上一时刻变量 ϕ_p 的数值； ϕ_p^{n+1} 表示当前所求时刻 ϕ_p 的数值。

(2) 对流项的离散。对于对流项，其沿时间的积分可写为

$$\rho \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} (u\phi) dx dt = \rho \int_t^{t+\Delta t} [u_e \phi_e - u_w \phi_w] dt \quad (2-27)$$

式中， ϕ_e ， ϕ_w 为控制体边界处的变量值，其确定方法采取上风格式，即控制体界面上变量 ϕ_e ， ϕ_w 的取值与界面流速 u 的方向有关

$$u_e \phi_e = \phi_p \max(u_e, 0) - \phi_w \max(-u_e, 0) \quad (2-28)$$

式中， $\max(a, b)$ 为取 a 和 b 的最大值。

同理，可按类似的方法确定 $u_w \phi_w$ 的值为：

$$u_w \phi_w = \phi_w \max(u_w, 0) - \phi_p \max(-u_w, 0) \quad (2-29)$$

将式(2-28)和式(2-29)代入式(2-27), 可得:

$$\rho \int^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} (u\phi) dx dt = \int^{t+\Delta t} [a_{1p}\phi_p - a_{1E}\phi_E - a_{1w}\phi_w] dt \quad (2-30)$$

式中, $a_{1E} = \rho \max(-u_e, 0)$, $a_{1w} = \rho \max(u_w, 0)$, $a_{1p} = a_E + a_w + (\rho u_e - \rho u_w)$

(3)扩散项的离散。在扩散项中含导数 $\partial\phi/\partial x$, 离散时采用分段线性插值, 可得扩散项的表达式为:

$$\int^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x} \right) dx dt = \int^{t+\Delta t} \left[\frac{\Gamma_e (\phi_E - \phi_p)}{(\delta x)_e} - \frac{\Gamma_w (\phi_p - \phi_w)}{(\delta x)_w} \right] dt \quad (2-31)$$

式中, 扩散项系数 Γ_e 和 Γ_w 最简单的算法是假设其在两个节点之间呈线性变化,

即

$$\Gamma_e = \left(\frac{1-f_e}{\Gamma_p} + \frac{f_e}{\Gamma_E} \right)^{-1} \quad (2-32)$$

式中, f_e 为图 2-1 所示的距离的比值, $f_e = \frac{(\delta x)_{e+}}{(\delta x)_e}$ 。当 $f_e = 0.5$ 时, $\Gamma_e = \frac{2\Gamma_p\Gamma_E}{\Gamma_p + \Gamma_E}$,

即 Γ_e 为 Γ_p 和 Γ_E 的调和平均值。

按照类似的方法, 可以计算出 Γ_w 的值。则式(2-31)也可以表示为

$$\int^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x} \right) dx dt = - \int^{t+\Delta t} [a_{2p}\phi_p - a_{2E}\phi_E - a_{2w}\phi_w] dt \quad (2-33)$$

式中, $a_{2E} = \frac{\Gamma_e}{(\delta x)_e}$; $a_{2w} = \frac{\Gamma_w}{(\delta x)_w}$; $a_{2p} = a_{2E} + a_{2w}$ 。

(4)源项的处理。源项在 x 方向的积分可表示为

$$\int^{t+\Delta t} \int_w^e S dx dt = \int^{t+\Delta t} \bar{S} dt \quad (2-34)$$

式中, \bar{S} 为源项 S 在整个控制体内的平均值。

在实际问题中, 源项通常是变量 ϕ 的函数, 在构造离散方程时需要知道源项和因变量的函数关系。为了能够使离散方程易于求解, 将源项写为变量 T 的线形函数, 即

$$\bar{S} = S_C + S_p \phi_p \quad (2-35)$$

式中, S_C 表示 \bar{S} 的常数部分; S_p 是 ϕ_p 的系数。

(5)有限体积离散方程式。积分方程式(2-25)经上述时间和空间上的积分, 可写为

$$\rho \Delta x (\phi_p^{n+1} - \phi_p^n) + \int_{t}^{t+\Delta t} a_{3p} \phi_p dt = \int_{t}^{t+\Delta t} (a_{3E} \phi_E + a_{3W} \phi_W + S_C) \quad (2-36)$$

式中

$$a_{3E} = \rho u_e \max(-u_e, 0) + \frac{\Gamma_e}{(\delta x)_e}$$

$$a_{3W} = \rho u_w \max(u_w, 0) + \frac{\Gamma_w}{(\delta x)_w}$$

$$a_{3p} = a_E + a_W + (\rho u_e - \rho u_w) - S_p$$

对式(2-36)继续进行时间积分, 需假定 ϕ_p 、 ϕ_E 、 ϕ_W 、 S_C 在时间段 $[t, t + \Delta t]$ 中随 t 变化的情况。可假设其随时间 t 变化的通式为

$$\int_{t}^{t+\Delta t} \phi dt = [f \phi^{n+1} + (1-f) \phi^n] dt \quad (2-37)$$

式中, f 为权系数, $f \in [0, 1]$ 。则上式可写为

$$\begin{aligned} a_p \phi_p^{n+1} &= a_E [f \phi_E^{n+1} + (1-f) \phi_E^n] + a_W [f \phi_W^{n+1} + (1-f) \phi_W^n] \\ &+ [a_t - (1-f) a_p^n] \phi_p^n + [f S_C^{n+1} + (1-f) a S_C^n] \Delta x \end{aligned} \quad (2-38)$$

式中

$$a_E = \rho u_e \max(-u_e, 0) + \frac{\Gamma_e}{(\delta x)_e}$$

$$a_W = \rho u_w \max(-u_w, 0) + \frac{\Gamma_w}{(\delta x)_w}$$

$$a_t = \frac{\rho \Delta x}{\Delta t}$$

$$a_p^n = a_E + a_W + (\rho u_e - \rho u_w) - S_p$$

$$a_p = a_t + f a_p^n$$

在式(2-38)中,若权系数 $f=0$,则求解方程为显式形式; $f=0.5$ 为 C—N (Crank-Nicolson) 式; $f=1$ 则为全隐式。在求解过程中根据实际问题的精度要求和采用的数值格式等,采用不同的迭代格式,取 $f=1$,则为全隐式,式(2-38)可写为如下形式

$$a_p \phi_p^{n+1} = a_E \phi_E^{n+1} + a_W \phi_W^{n+1} + b \quad (2-39)$$

式(2-39)还可以缩写为

$$a_p \phi_p^{n+1} = \sum a_{nb} \phi^{n+1} + b \quad (2-40)$$

式中, $b = a_i \phi_p^n + S_C^{n+1} \Delta x$; nb 表示相邻节点; Σ 表示对所有相邻点求和。

在式(2-40)中,所求中心节点的变量 ϕ_p^{n+1} 出现在方程的左方,相邻点的变量和源项产生的常数 b 在方程的右端。同样,在二维和三维的情况下,相邻节点的数目增加,但离散方程仍保持式(2-40)的形式。

2.4.2 二维通用微分方程的离散方程

由式(2-40)可以直接写出二维通用微分方程的离散方程:

$$a_p \phi_p^{n+1} = a_E \phi_E^{n+1} + a_W \phi_W^{n+1} + a_N \phi_N^{n+1} + a_S \phi_S^{n+1} + b \quad (2-41)$$

式中

$$\left\{ \begin{array}{l} a_E = D_e + \max(-F_e, 0) \\ a_W = D_w + \max(-F_w, 0) \\ a_N = D_n + \max(-F_n, 0) \\ a_S = D_s + \max(-F_s, 0) \\ b = a_i \phi_p^n + S_C^{n+1} \Delta x \Delta y \\ a_i = \rho \Delta x \Delta y / \Delta t \\ a_p = a_E + a_W + a_N + a_S - S_p \Delta x \Delta y \end{array} \right. \quad (2-42)$$

扩散率 D_e 、 D_w 、 D_n 和 D_s 的定义为:

$$D_e = \frac{\Gamma_e \Delta y}{(\Delta x)_e}; \quad D_w = \frac{\Gamma_w \Delta y}{(\Delta x)_w}; \quad D_n = \frac{\Gamma_n \Delta y}{(\Delta x)_n}; \quad D_s = \frac{\Gamma_s \Delta y}{(\Delta x)_s}$$

F_e 、 F_w 、 F_n 、 F_s 是通过控制体积各交界面的质量流的流量，定义如下：

$$F_e = (\rho u)_e \Delta y; \quad F_w = (\rho u)_w \Delta y; \quad F_n = (\rho u)_n \Delta y; \quad F_s = (\rho u)_s \Delta y$$

2.4.3 三维通用微分方程的离散方程

根据二维通用微分方程的离散方程，可以直接写出三维通用微分方程的离散方程。

在三维离散方程中， T 和 B 表示 z 方向的顶部和底部的相邻节点。

$$a_p \phi_p^{n+1} = a_E \phi_E^{n+1} + a_W \phi_W^{n+1} + a_N \phi_N^{n+1} + a_S \phi_S^{n+1} + a_T \phi_T^{n+1} + a_B \phi_B^{n+1} + b \quad (2-43)$$

式中

$$\left\{ \begin{array}{ll} a_E = D_e + \max(-F_e, 0); & a_W = D_w + \max(-F_w, 0) \\ a_N = D_n + \max(-F_n, 0); & a_S = D_s + \max(-F_s, 0) \\ a_T = D_t + \max(-F_t, 0); & a_B = D_b + \max(-F_b, 0) \\ b = a_i \phi_p^n + S_C^{n+1} \Delta x \Delta y \Delta z \\ a_i = \rho \Delta x \Delta y \Delta z / \Delta t \\ a_p = a_E + a_W + a_N + a_S + a_T + a_B - S_p \Delta x \Delta y \Delta z \end{array} \right. \quad (2-44)$$

对流强度和扩散率定义为：

$$\left\{ \begin{array}{ll} F_e = (\rho u)_e \Delta y \Delta z; & D_e = \Gamma_e \Delta y \Delta z / (\delta x)_e \\ F_w = (\rho u)_w \Delta y \Delta z; & D_w = \Gamma_w \Delta y \Delta z / (\delta x)_w \\ F_n = (\rho u)_n \Delta y \Delta z; & D_n = \Gamma_n \Delta x \Delta z / (\delta x)_n \\ F_s = (\rho u)_s \Delta y \Delta z; & D_s = \Gamma_s \Delta x \Delta z / (\delta x)_s \\ F_t = (\rho u)_t \Delta y \Delta z; & D_t = \Gamma_t \Delta x \Delta y / (\delta x)_t \\ F_b = (\rho u)_b \Delta y \Delta z; & D_b = \Gamma_b \Delta x \Delta y / (\delta x)_b \end{array} \right. \quad (2-45)$$

2.5 三种紊流模型的比选分析

漩涡运动是一种较为复杂的水流运动，要想成功模拟出漩涡运动的水力特性，需要采用较为有效的紊流模型。紊流模型的比选研究是进行漩涡数值模拟研究的基础和前提。本节针对底部进水口前形成的漩涡进行模型的比选。

2.5.1 计算区域和边界条件

整个模拟计算区域分为两部分，上部为高 0.3m，半径为 1m 的圆筒，下接排水管，排水管半径为 0.03m，长度为 0.5m。针对漩涡运动的特点，漩涡区的网格划分采用“O 型”适体网格，对重点区域如产生漩涡区域和排水管区域，进行加密网格处理，如图 2-4、图 2-5 所示。

自由液面的处理采用 VOF 方法，它是用体积率函数来描述自由表面的各种复杂变化，处理复杂自由液面较为理想。偏微分方程的离散采用 FVM 法；压力和速度的耦合采用适合于瞬态的 PISO 法。

因为流动是非恒定的，计算条件包括初始条件和边界条件。初始条件：自由水面高度距圆筒底部 0.2m，假设圆筒中的水以 0.1rad/s 的旋转速度扰动， $V_z=0\text{m/s}$ 。边界条件：入口采用压力入口边界条件，出口采用压力出口边界条件。固壁边界采用无滑移边界条件，粗糙影响程度由壁函数确定：

$$\frac{u_p u^*}{\tau_w / \rho} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(E \frac{\rho u^* y_p}{\mu} \right) - \nabla B \quad (2-46)$$

式中， u_p 为近壁流速； τ_w 为近壁剪切应力， $\tau_w = \mu \partial v / \partial n$ ； y_p 为近壁网格中心点 p 到壁面的距离； κ 为卡门常数， $\kappa = 0.42$ ； E 为表征粗糙率的参数， $E = 9.8$ ； u^* 和 ∇B 为粗糙率修正函数， $u^* = C_\mu^{1/4} k^{1/2}$ ， $\nabla B = \ln(1 + K_s^+ / 2) / \kappa$ ； K_s^+ 为边壁平均粗糙高度。

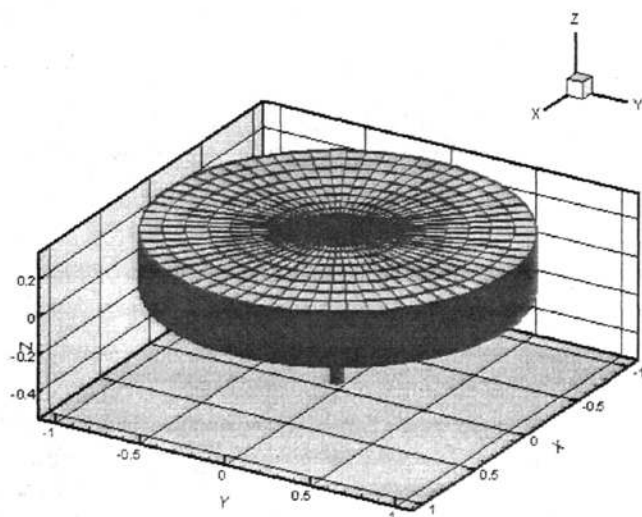
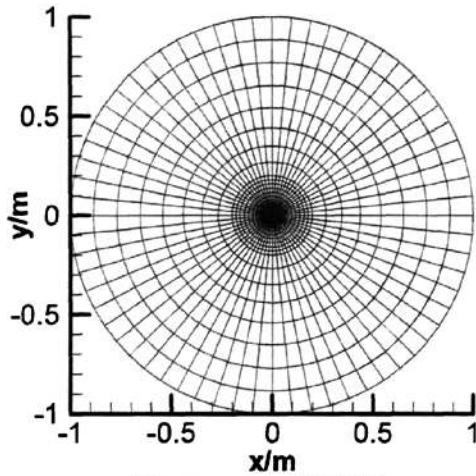


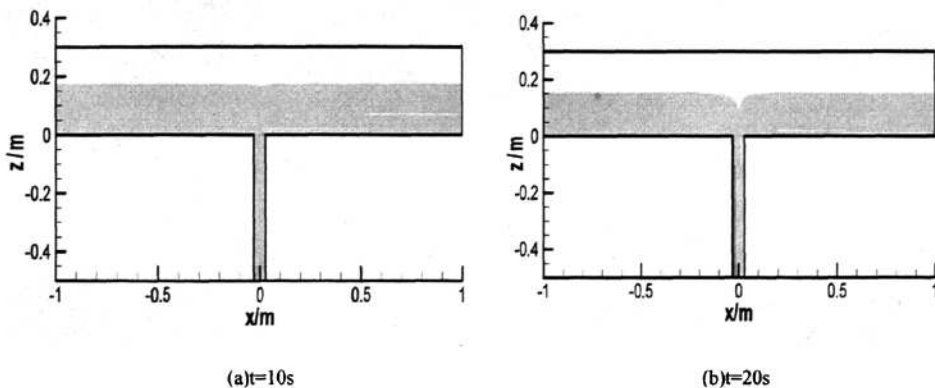
图 2-4 计算区域网格

图 2-5 $z=0.5\text{m}$ 截面网格

2.5.2 计算结果及分析对比

2.5.2.1 自由水面的变化

图 2-6、图 2-7 和图 2-8 分别是三种紊流模型模拟出的自由水面变化。结果表明，采用 RNG $k-\varepsilon$ 模型时，在 10s 后出现了表面漩涡、吸气漩涡，到 28s 时已模拟出贯通式吸气漩涡；采用 Realizable $k-\varepsilon$ 模型时，前 28s 时水面平静，35s 后出现表面漩涡、吸气漩涡，至 50s 时开始模拟出贯通式吸气漩涡；采用标准 $k-\varepsilon$ 模型时，前 39s 水面平静，在 40s 后出现了表面漩涡、吸气漩涡，至 62s 时已模拟出贯通式吸气漩涡。



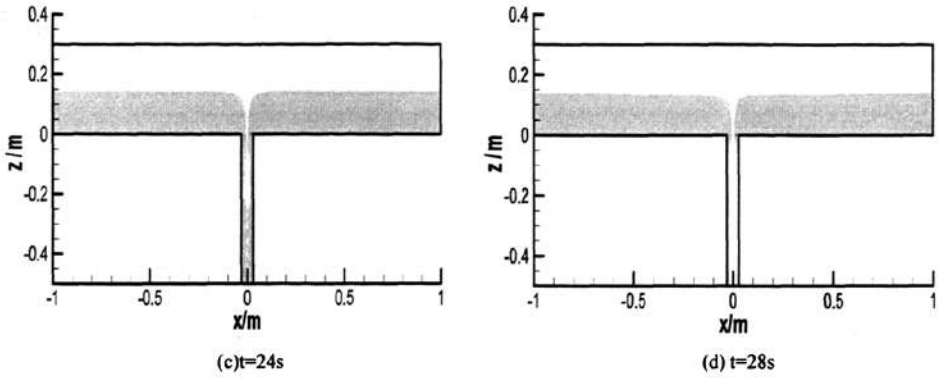


图 2-6 RNG $k-\varepsilon$ 模型模拟的自由水面变化 ($y=0$)

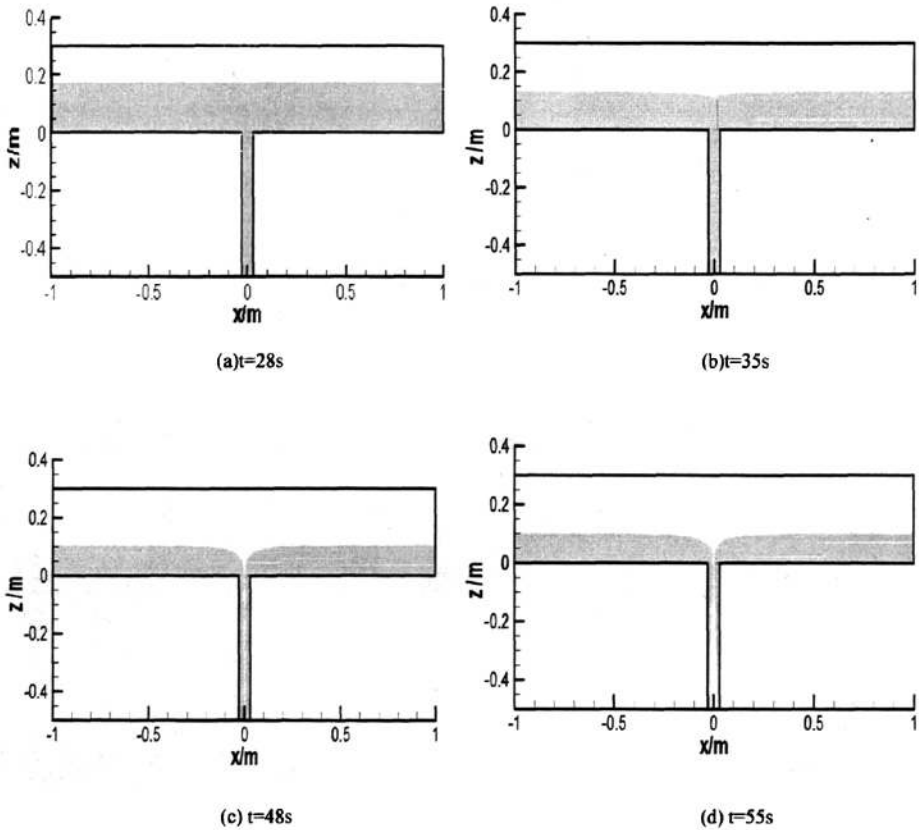
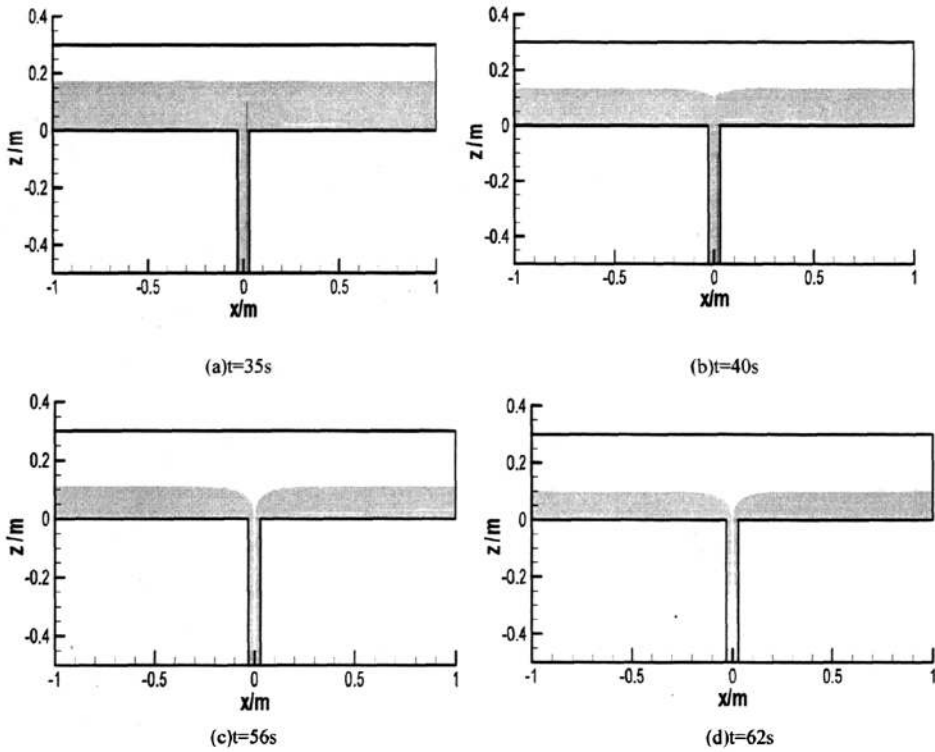
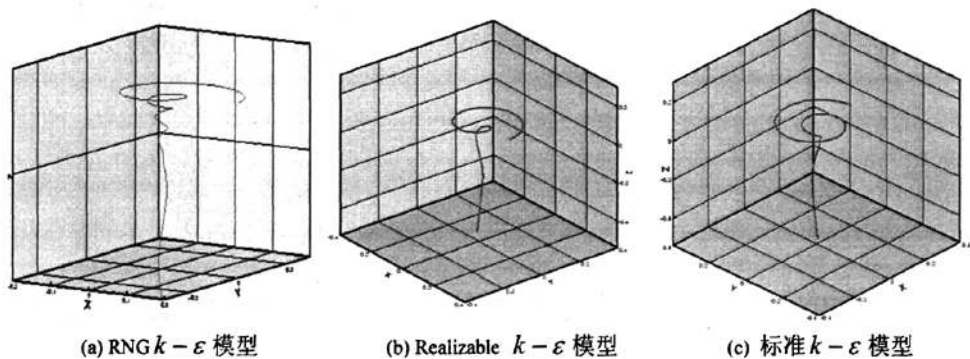


图 2-7 Realizable $k-\varepsilon$ 模型模拟的自由水面变化($y=0$)

图 2-8 标准 $k-\varepsilon$ 模型模拟的自由水面变化 ($y=0$)

2.5.2.2 质点运动轨迹

贯通吸气旋涡的质点从水面到出口的运动轨迹如图 2-9 所示。从图 2-9 可以看出, RNG $k-\varepsilon$ 模型中模拟的质点旋转的运动轨迹与真实流动最为接近, 具有多圈螺旋的特性, 表现为水质点螺旋地围绕涡轴运动数圈, 在从水面向水下运动的过程中多圈螺旋流逐渐减弱, 而 Realizable $k-\varepsilon$ 模型和标准 $k-\varepsilon$ 模型模拟的质点运动轨迹旋转趋势不明显。

图 2-9 不同 $k-\varepsilon$ 模型模拟的质点运动轨迹

2.6 底部进水口漩涡形成过程

数值模拟再现了漩涡的发展和形成过程，依次出现表面凹陷漩涡，间歇吸气漩涡，贯通吸气漩涡。图 2-6 为 $y=0\text{m}$ 截面漩涡形成过程，灰色代表水相，白色代表气相，中间为水气交界面。当水面高于 17.5cm 时，水面较为平静，如图 2-6(a) 所示；水位略微降低后，水面开始向下凹陷，初具漏斗形状，形成表面凹陷漩涡，如图 2-6(b) 所示；随着漏斗的加深，出现气泡，形成间歇吸气漩涡，如图 2-6(c) 所示；随着气泡的增加，逐渐连成一条线，形成贯通吸气漩涡，如图 2-6(d) 所示。贯通吸气漩涡对水工建筑物的危害最大，在实际工程中不允许出现。

2.7 本章小结

本章简单介绍了所采用的紊流模型的理论及方法，并针对底部进水口前形成的漩涡，分别采用标准 $k-\varepsilon$ 模型、 $\text{RNG } k-\varepsilon$ 模型和 $\text{Realizable } k-\varepsilon$ 模型对底部进水口漩涡进行了模拟。结果表明， $\text{RNG } k-\varepsilon$ 模型在标准 $k-\varepsilon$ 模型基础上进行了改进，考虑了紊流流动中旋转运动情况，更适合模拟流线弯曲程度较高的进水口漩涡运动。此外，对底部进水口漩涡形成过程进行了分析。

第三章 进水口漩涡模型试验与数值模拟研究

漩涡运动是水利工程中的较为常见的水力现象，也是水力学中的一个难题。目前，研究的手段主要是靠模型试验。如J. E. Hite^[38]分析了漩涡流场的速度分布规律，得出了一系列经验公式，并用实验进行了验证；林宗粲等^[39]通过模型试验手段运用数理统计的方法，讨论了进水口前立轴漩涡的水流流速特性；高学平等^[40]对某抽水蓄能电站竖井式进出水口进行了水力特性研究，没有发现有害漩涡。但模型试验费时费物，且漩涡存在缩尺效应问题，模型与原型可能存在失真。数值模拟具有花费少、变方案快、信息完整、模拟能力强的优势，不存在缩尺效应问题。近几年来，部分学者尝试采用数值模拟的方法研究漩涡的运动规律，取得了一定的成果。赵永志等^[28]、陈云良等^[30]对漩涡进行了数值模拟研究，模拟结果较理想。从研究对象来看，对于底部孔口泄流问题研究较多，而对于侧部孔口情况研究较少。但是电站进水口、输水隧洞进口等都属于侧部孔口情况，因此研究侧部进水口漩涡更具广泛的实际意义。侧部进水口前的漩涡在竖直方向上不对称，涡轴扭曲，涡尾向进水口弯曲倾斜，水流从竖直转为水平，斜率变化很大，漩涡形态复杂。本章采用模型试验和三维数值模拟相结合的方法对侧部进水口前的漩涡进行了研究。

3.1 模型试验研究

试验在底板水平的水槽中进行，长 6.75m，宽 2.0m，高 1.0m，尺寸如图 3-1 所示。进水口为正方形断面（0.2m×0.2m），设置在水槽侧壁垂直胸墙底部。进水口所在迎水面用整块透明有机玻璃制作成观测段。在距进水口轴线 0.45m 处设置一长 1.18m，高 1m 的挡板，挡板与水平面成 60°夹角。可升降的平水栅用来控制水位，采用花墙及格栅控制来流在入流断面处流速分布的对称性。在进水口前安装了一组可以转动的矩形导叶，每片导叶的宽度为 0.17m，共有 5 片，每片导叶的转轴均在导叶中轴线上，以保证每片导叶可绕轴自由旋转，从而达到模拟不同来流方向的目的。进水口处安装一个阀门，用来控制流量，阀门后安装一个堰，用来测定流量。为研究漩涡的缩尺效应规律，按等 Fr 相似准则设计了 1:1、1:2 和 1:4 进水口模型，如图 3-2、图 3-3。

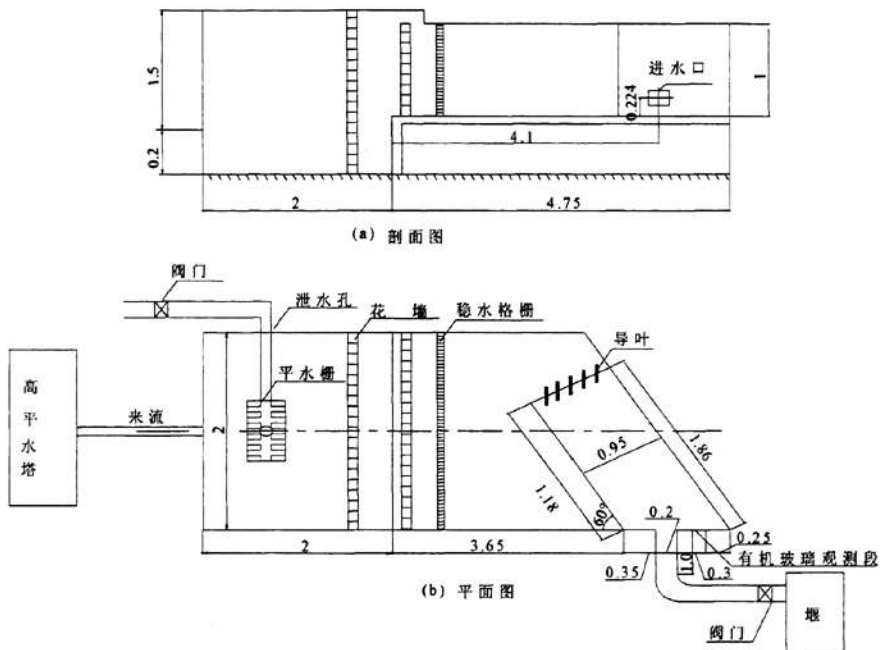


图 3-1 模型布置图(单位: m)

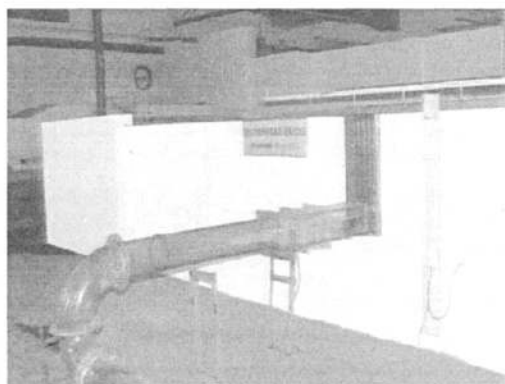
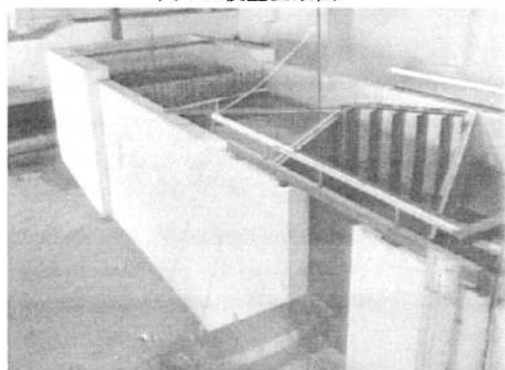


图 3-2 模型全景图



(a) 1: 1 模型

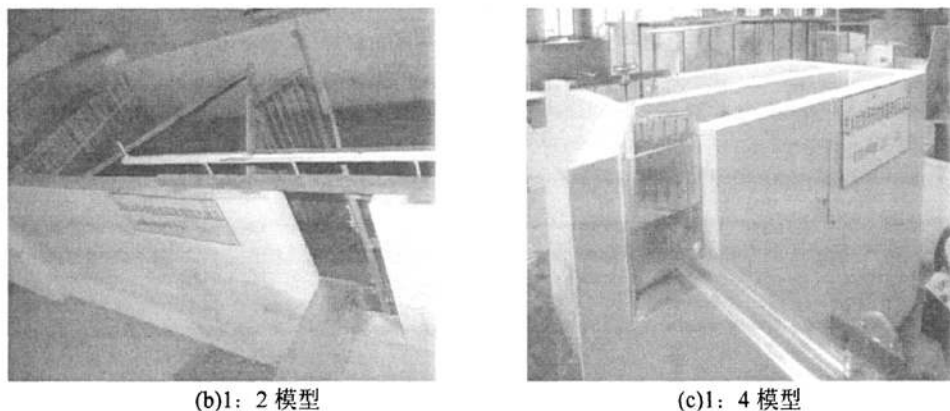
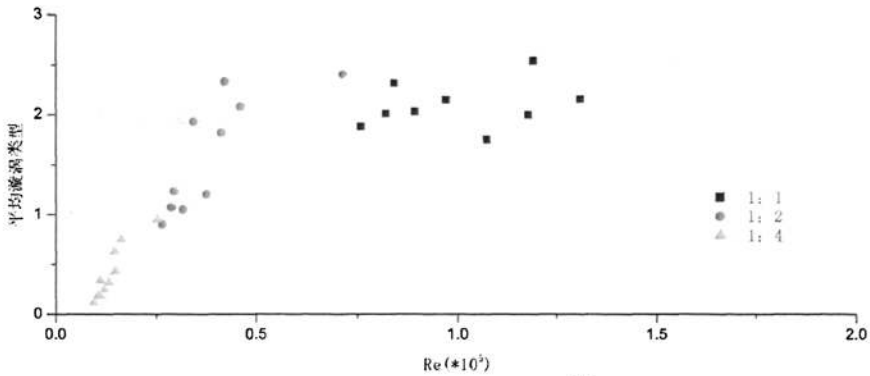


图 3-3 不同缩尺的模型

我们计算了等 Fr 准则下不同缩尺的雷诺数 Re 和韦伯数 We ，见表 3-1。取 Re 为横坐标，漩涡的平均强度为纵坐标，纵坐标数字意义如下：1 表示表面旋转，凹陷，2 表示间歇吸气，3 表示贯通吸气，介于 2, 3 之间的点表示漩涡类型是间歇吸气漩涡，靠近 3 说明间歇吸气漩涡的强度大。不同缩尺下进水口处雷诺数 Re 和平均漩涡强度的关系如图 3-4 所示。从图 3-4 可以看出：对于 1: 2 模型，当进水口处雷诺数 $Re \geq 3.4 \times 10^4$ 时，1: 2 模型没有缩尺效应，当进水口处雷诺数 $Re < 3.4 \times 10^4$ 时，1: 2 模型存在缩尺效应。对于 1: 4 模型，都存在缩尺效应，此时 $0.95 \times 10^4 < Re < 2.65 \times 10^4$ 。所以，当进水口处 $Re < 3.40 \times 10^4$ 时，1: 2 模型和 1: 4 模型都存在缩尺效应。当进水口处的 $Re \geq 3.4 \times 10^4$ 时，粘滞力影响可以忽略，不存在缩尺效应。

 表 3-1 等 Fr 准则下不同缩尺的雷诺数 Re 和韦伯数 We

Fr	1:1		1:2		1:4	
	Q=(20~45)l/s		Q=(3.5~7.9)l/s		Q=(0.6~1.4)l/s	
	Re ($\times 10^4$)	We	Re ($\times 10^4$)	We	Re ($\times 10^4$)	We
0.73	20.3	3387	7.13	835	2.65	209
0.58	13.1	3387	4.59	835	1.62	209
0.55	11.7	3387	4.13	835	1.46	209
0.53	10.7	3387	3.76	835	1.33	209
0.47	10.5	2049	3.74	514	1.31	127
0.45	9.71	2049	3.40	514	1.21	127
0.42	8.94	2049	3.16	514	1.11	127
0.32	8.43	669	2.95	163	1.05	41
0.31	8.21	669	2.87	163	1.01	41
0.29	7.58	669	2.65	163	0.95	41

图 3-4 不同Re下的平均漩涡类型^[41]

3.2 数值模拟研究

数学模型采用 RNG $k-\varepsilon$ 紊流模型，它考虑了漩涡运动的各项异性和流线弯曲情况；对于自由液面的处理，采用 VOF 法，它是一种处理复杂自由表面的有效方法；偏微分方程的离散采用 FVM 法；压力和速度的耦合采用适合于瞬态的 PISO 法。

边界条件：入流断面包括水进口和气进口，水进口为速度进口边界，给定平均速度 $v=0.0476\text{m/s}$ ，气进口和上表面采用压力边界，出流断面采用压力出口边界，压强设为大气压。固壁边界采用无滑移边界条件，粘性底层采用标准壁函数法来处理。模拟从静态流场开始，时间步长取为 $0.002\text{s}\sim 0.05\text{s}$ 。

漩涡运动具有它独特的复杂性，属于强非线性的水气二相流问题，漩涡区几何尺度小，而物理量的梯度变化大，空心吸气区近似倒锥体，形成高速旋转、强相互作用的自由水面，漩涡涡轴扭曲，涡尾向进水口倾斜弯曲，曲线的斜率变化较大，是非常精细的数值模拟，网格划分难度较大。本文采用分区网格划分技术，人为确定漩涡区域，漩涡区域应大于实际漩涡的尺寸，对漩涡区域进行加密处理，水平方向最小尺寸为 2mm ，竖直方向尺寸约为 $2\sim 5\text{mm}$ 。其他区域不必加密。网格划分如图 3-5。

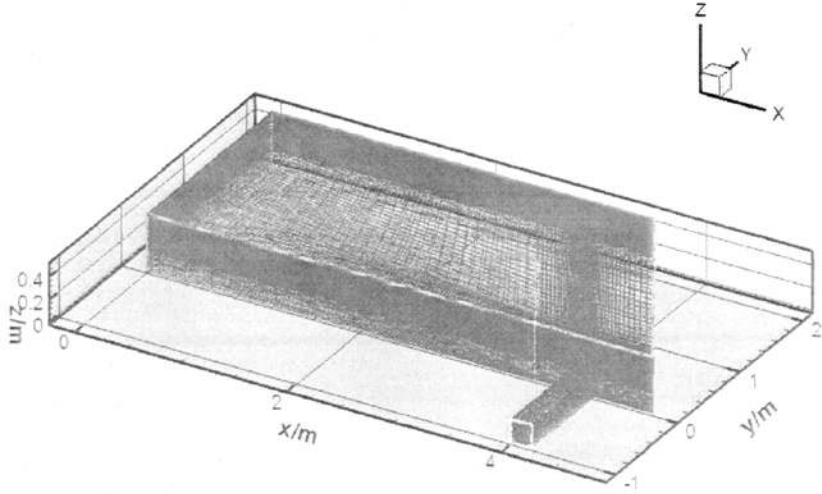


图 3-5 计算区域网格

漩涡区域的确定：福原华一^[42]的研究表明，在进水口上方 30° 角的范围内常有一漩涡发生区，在此漩涡发生区以外，通常都不会有漩涡发生。漩涡区域示意图如图 3-6。

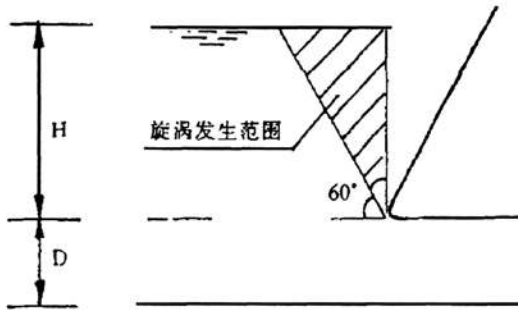


图 3-6 漩涡发生区域示意图

3.3 模型试验与数值模拟结果比较

3.3.1 漩涡形状、大小及位置

试验中，当流量为 45l/s ，水深为 47cm 时，水面向下凹陷，形成比较稳定的漩涡，从水面一直贯穿到进水口，漩涡表面近似为圆形，漩涡表面直径约为 3cm ，漩涡中心距进水口前缘水平距离约 4cm ，距右端边墙水平距离约 65cm ，如图 3-7 所示。图 3-8 为数值模拟得出的漩涡流场稳定后不同截面的速度矢量图。图 3-9 为漩涡流场稳定后某时刻截面 $x=4.1\text{m}$ 的水气两相图。灰色代表水相，白色代表气相，中间为水气交界面。模拟出的漩涡空心区呈倒锥体，表面漩涡涡心位置与试验结果一致，水气交界面能够很好反映试验的情况。漩涡表面直径也大约 3cm ，且直径随水深增加而减小，涡尾向进水口倾斜弯曲，与试验结果相吻合。

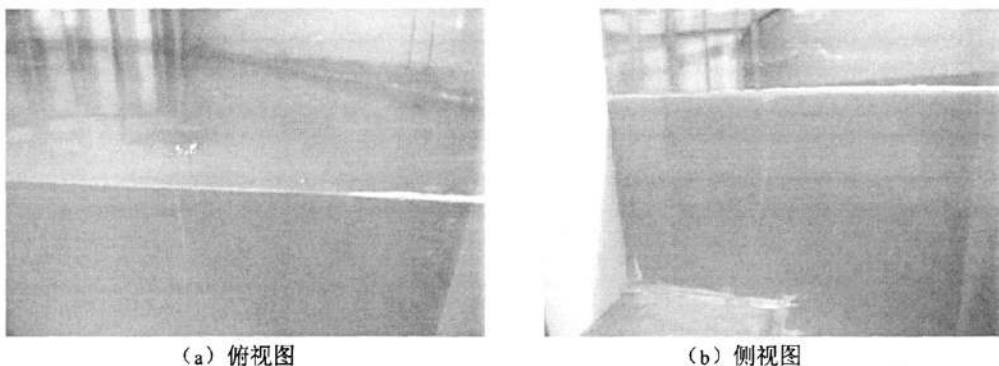


图3-7 试验照片(1:1)

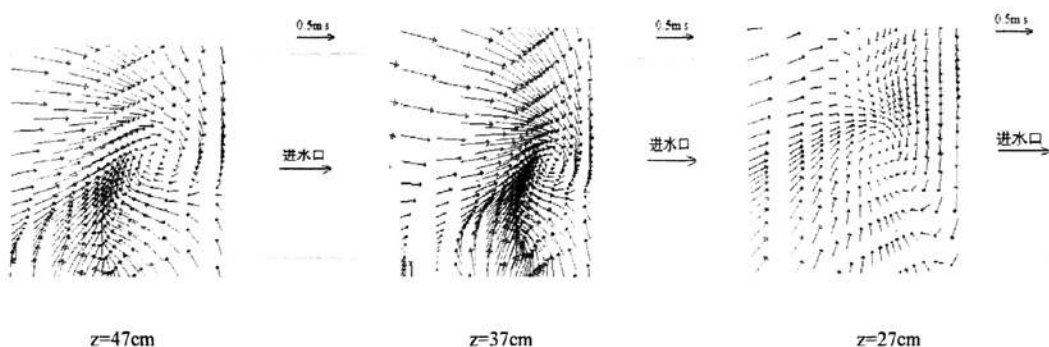


图3-8 不同截面速度矢量图(1:1)
工况: 流量 $Q=45\text{L/s}$, 水深 $h=47\text{cm}$

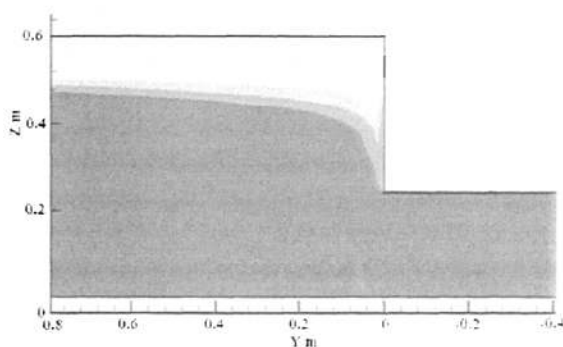


图3-9 模拟出的水气两相图 (1:1, $x=4.1\text{m}$)

3.3.2 质点运动轨迹

试验中, 为观测漩涡运动的水流质点运动轨迹, 采用小纸屑作为示踪介质, 当漩涡基本稳定后, 在漩涡边缘处撒入少许白色小纸屑, 可以观测到小纸屑螺旋运动进入水中, 在水中旋转运动几圈, 最后从进水口流出。

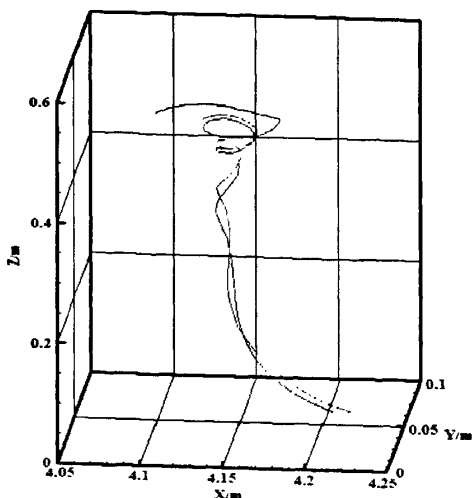


图3-10 质点运动轨迹图(1:1)

模拟出的质点运动轨迹如图 3-10, 可以看出质点运动轨迹为螺旋流, 漩涡表面的水流质点在竖直方向上沿螺旋线运动。漩涡上部分, 相邻两圈之间的轴向距离较小, 漩涡直径较大, 随着水深的增加, 轴向距离增大, 漩涡直径减小, 涡尾处由竖直转为水平倾斜弯向进水口。这表明, 在重力作用下, 随着水深的增加, 质点的轴向速度是逐渐增大的。正因为如此, 漩涡上部分的圈数较多较密, 下部分圈数较少较稀。可见, 模型试验和数值模拟得出的质点运动轨迹均为螺旋流, 运动规律相同。

3.3.3 不同比尺模型数值模拟结果

模型中同时满足重力、粘滞力、表面张力等作用力相似是非常困难的, 正确的做法是确定主要的作用力, 忽略其他力的影响。自由表面漩涡, 重力占主导因素, 为了研究漩涡的缩尺效应, 按等弗劳德数 Fr 相似准则, 设计了 1:1、1:2 和 1:4 进水口模型。大量试验数据结果统计表明^[41], 当模型进水口处的 $Re \geq 3.4 \times 10^4$, 粘滞力影响可以忽略, 表面张力对漩涡无明显影响, 按 Fr 准则设计的模型可不考虑缩尺效应。表 3-2 给出了不同比尺下的试验条件。

弗劳德数、雷诺数、韦伯数各参数分别定义如下:

$$Fr = v / \sqrt{gs} \quad (3-1)$$

$$Re = Q / \nu s \quad (3-2)$$

$$We = \rho v^2 d / \sigma \quad (3-3)$$

式中, v 为进水口平均流速, s 为到孔口中心的淹没水深, Q 为进水口处的流量, 运动黏滞系数 $\nu = 0.919 \times 10^{-6} \text{ m}^2 / \text{s}$, 表面张力系数 $\sigma = 0.0745 \text{ N/m}$, 水的密度 $\rho = 997.01 \text{ kg/m}^3$ 。

表 3-2 不同比尺下试验条件

模型 缩尺	进水口直 径 D (cm)	进水口流量 (l/s)	$Fr = V/\sqrt{gs}$	$Re = Q/vs (\times 10^4)$	$We = \rho v^2 d/\sigma$
1: 1	20	45	0.58	13.3	3387
1: 2	10	7.9	0.58	4.62	835
1: 4	5	1.4	0.58	1.63	209

1: 1 模型在上述条件下产生吸气漩涡，漩涡表面直径约 3cm。

1: 2 模型按等 Fr 准则设计，模型试验和数值模拟结果吻合，漩涡依然吸气，漩涡表面直径约 1.5cm，与 1: 1 模型相比不存在明显的缩尺效应。图 3-11 为数值模拟得出的漩涡流场稳定后不同截面的速度矢量图，图 3-12 为 1: 2 模型的质点运动轨迹图，为多圈螺旋流，与 1: 1 原型迹线运动规律相同。此时 $Re = 4.62 \times 10^4 > 3.4 \times 10^4$ ，可以忽略粘滞力的影响。

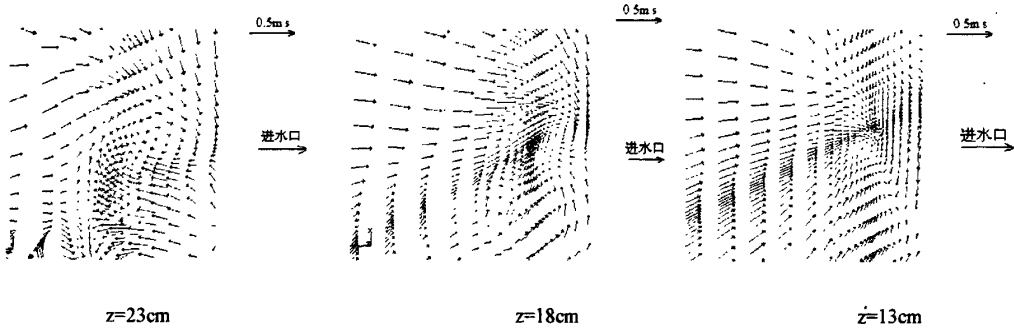


图 3-11 不同截面速度矢量图(1:2)
工况：流量 $Q=8.0L/s$ ，水深 $h=23cm$

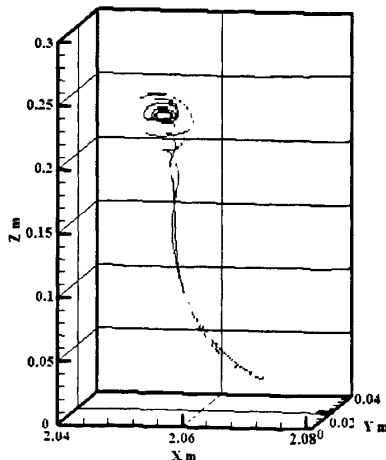


图3-12 质点运动轨迹图(1:2)

1: 4 模型按等 Fr 准则设计, 模型试验和数值模拟结果吻合, 进水口附近水面平静, 流速分布较均匀, 只有微小表面凹陷, 没有产生吸气漩涡, 与 1: 1 模型相比存在明显的缩尺效应。此时 $Re=1.63 \times 10^4 < 3.4 \times 10^4$, 必须考虑粘滞力的影响, 忽略粘滞力影响而导致模拟结果的严重失真。试验中, 将流量增大 3.8 倍流量后, 漩涡吸气, 模型漩涡情况与原型漩涡相似, 从一定程度上减小了缩尺效应。此时 $Re=6.2 \times 10^4 > 3.4 \times 10^4$, 可忽略粘滞力的影响。通过数值模拟方法验证了增大流量措施的可行性。图 3-13 为 1: 4 模型截面 $z=11.5\text{cm}$ 的速度矢量图, 图 3-14 为 1: 4 模型流量增加为 3.8 倍的流量时不同截面的速度矢量图。

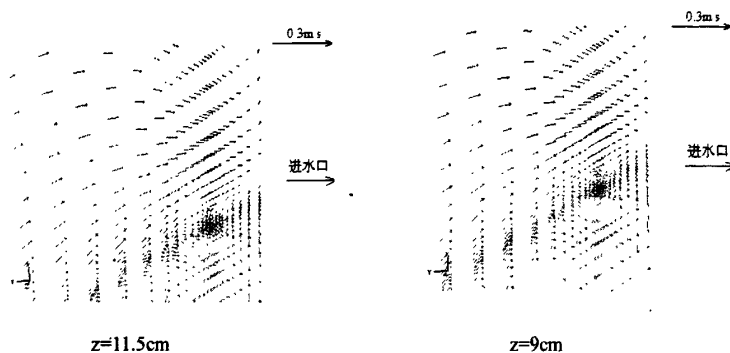


图 3-13 不同截面速度矢量图(1:4)
工况: 流量 $Q=1.4\text{L/s}$, 水深 $h=11.5\text{cm}$

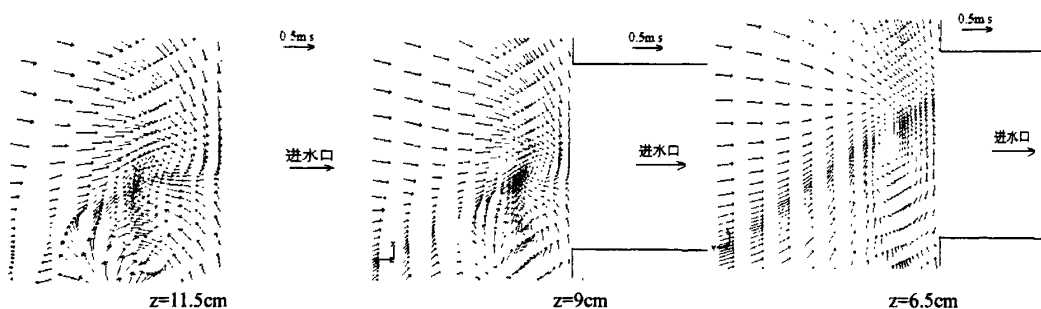


图 3-14 不同截面速度矢量图(1:4) (3.8 倍的流量)
工况: 流量 $Q=5.32\text{L/s}$, 水深 $h=11.5\text{cm}$

3.4 本章小结

本章采用模型试验与三维数值模拟相结合的方法对侧部进水口前的漩涡运动进行了研究, 从漩涡的大小、形状、位置、质点运动轨迹、缩尺效应等方面进行了对比分析, 模型试验和数值模拟结果基本吻合, 数值模拟在一定程度上可以再现模型试验中的漩涡, 从而验证了模型的可信性。数值模拟作为模型试验的有力补充, 相辅相成, 是研究漩涡水流流动特性的有力手段。

第四章 进水口漩涡缩尺效应研究

漩涡运动是复杂的水流现象之一，也是工程水力学中最具挑战性的难题之一。漩涡运动具有其独特的复杂性，受边界条件、来流水流特性、出口流量等众多因素影响，且存在缩尺效应问题。缩尺效应指由于采用仅按主要支配力相似律而忽略其他作用力相似的模型而产生的误差。当所有控制作用力不可能按同一倍数缩小时，缩尺效应就会发生。只要不是在原型上进行研究，重力、粘滞力、表面张力等不可能同时满足相似条件，特别对于漩涡这种精细的结构，它本身对重力、粘滞力、表面张力等影响其形成与发展的力更为敏感，缩尺效应不可避免地存在。按重力相似准则设计时，唯一的办法就是采取一定的措施，尽量减小粘滞力、表面张力等的影响，以减小缩尺效应，使模型的漩涡运动情况能够很好地反映原型的情况，满足工程的要求。

如何把模型试验中的结论有效地延伸至原型，是学者们一直在探讨的问题。由于漩涡运动受重力、粘滞力、表面张力等的作用，完全模拟漩涡的运动存在着一定的困难。目前研究得出的漩涡缩尺效应的规律还只是有限的试验经验^{[43][44][45][46]}，在漩涡缩尺效应的研究上还需要不断的努力。本章针对某工程进水口前的漩涡进行研究，探讨采用何种模拟条件才能尽可能地消除漩涡的缩尺效应。这也是工程中最关心的问题。

4.1 比尺的选择

模型比尺的选择对试验结果的可靠性影响很大，特别是粘滞力和表面张力对进水口漩涡的影响不可忽视。较大的模型能把粘滞力和表面张力的缩尺效应减少到最小甚至忽略不计，从而重现进水口附近的流态，但模型越大，模型试验费用越高。用小模型研究则存在缩尺效应问题。采用多大比尺比较合适，需要考虑诸多因素，体现科学性和经济性。为了研究进水口前漩涡的缩尺效应，找寻其影响因素，尽可能地减小缩尺效应的影响，并能一定程度的为原型设计所借鉴，为此，针对某工程采用不同的比尺（1: 1, 1: 20, 1: 30, 1: 35, 1: 40, 1: 50, 1: 60, 1: 80, 1: 100）进行数值模拟研究，探讨雷诺数与韦伯数对缩尺效应的影响，并对消除缩尺效应提出了措施。

4.2 模型试验和数值模拟

根据某抽水蓄能水电站^[31]，几何比尺 1: 20 的模型可概化为一个 22.27m × 2.47m × 1.46m 的长方体，在模型尾部布置 0.5m × 0.5m 的进水口，模型呈对称布

置。

数学模型采用 RNG $k-\varepsilon$ 紊流模型，它考虑了漩涡运动的各项异性和流线弯曲情况，其连续性方程、N-S 方程和 k 、 ε 方程参见第二章。

对于自由液面的处理，采用 VOF 法，它是一种处理复杂自由表面的有效方法。该方法引入简单的单流体模型来处理多相流问题，即水和气具有相同的速度，服从同一动量方程。偏微分方程的离散采用 FVM 法；压力和速度的耦合采用适合于瞬态的 PISO 法。

边界条件：入流断面包括水进口和气进口，水进口为速度进口边界，给定平均速度 $v=0.0327\text{m/s}$ ，气进口和上表面采用压力边界，出流断面采用压力出口边界，压强设为大气压。固壁边界采用无滑移边界条件，粘性底层采用标准壁函数法来处理。

漩涡运动具有它独特的复杂性，属于强非线性的水气二相流问题，漩涡区几何尺度小，而物理量的梯度变化大，空心吸气区近似倒锥体，形成高速旋转、强相互作用的自由水面，漩涡涡轴扭曲，涡尾向进水口倾斜弯曲，曲线的斜率变化较大，是非常精细的数值模拟，网格划分难度较大。我们采用分区网格划分技术，首先确定漩涡区域范围，漩涡区域应大于实际漩涡的尺寸，对漩涡区域进行加密处理，网格划分时构造不同体型并尽量采用结构化网格。以 1:20 模型为例，网格划分尺寸为水平方向最小尺寸为 2cm，竖直方向尺寸约为 2~10cm。其他区域不必加密。图 4-1 为网格划分图。数值模拟计算采用非恒定流算法，时间步长取 0.001s~0.01s。

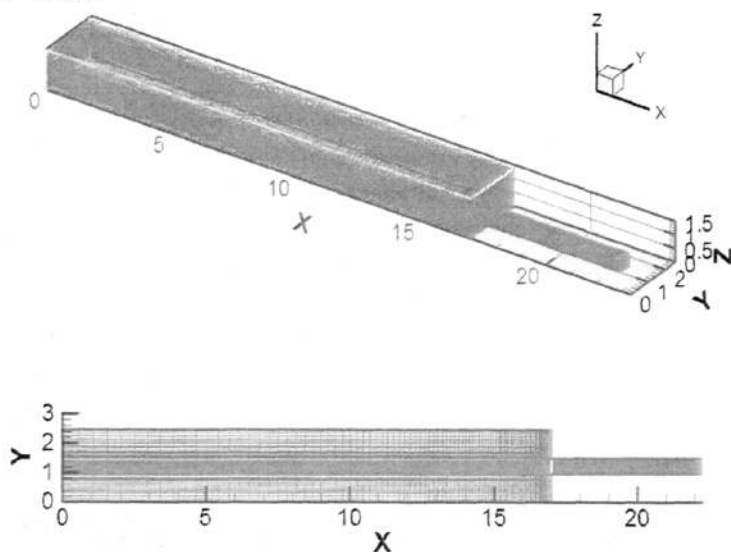


图4-1 网格划分（单位：m）

漩涡区域的确定：福原华一^[42]的研究表明，在进水口上方 30° 角的范围内

常有一漩涡发生区，在此漩涡发生区以外，通常都不会有漩涡发生。

试验采用正态模型，按重力相似准则设计。由模型试验可知，当流量为 77.61L/s，水深为 0.96m 时，出现吸气漩涡，从水面一直贯穿到进水口，漩涡表面近似为圆形，直径约为 0.25m。数值模拟主要是检验水电站低水位时，进水口附近的水流流态，故以模型试验观测到的吸气漩涡发生的临界条件作为数值模拟的初始条件。数值模拟结果表明，流量为 77.61L/s 时，水深为 0.94m 时，产生吸气漩涡。图 4-2 为漩涡稳定后的不同截面的速度矢量图。图 4-3 为模拟出的截面 $y=1.235\text{m}$ 的水气两相图，其中灰色代表水相，白色代表气相，中间为水气交界面。模拟出的漩涡空心区呈倒锥体，表面也近似为圆形，漩涡表面直径大约 0.3m，且直径随水深增加而减小，涡尾向进水口倾斜弯曲，与模型试验结果吻合很好，数值模拟可以再现试验中的漩涡。

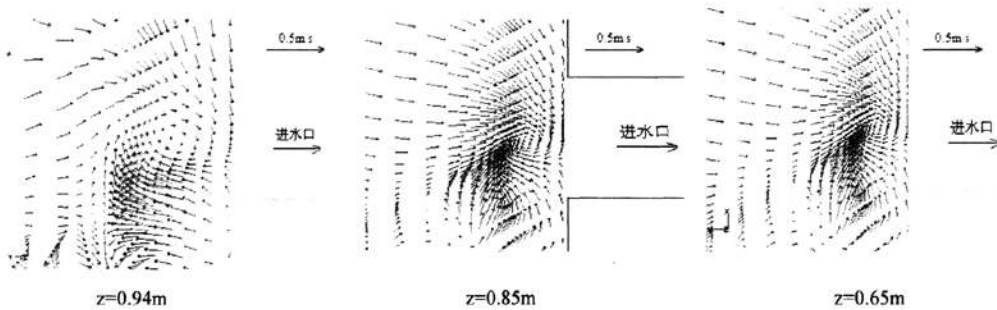


图4-2不同截面速度矢量图(1:20)

工况：流量 $Q=77.61\text{L/s}$ ，水深 $h=0.94\text{m}$

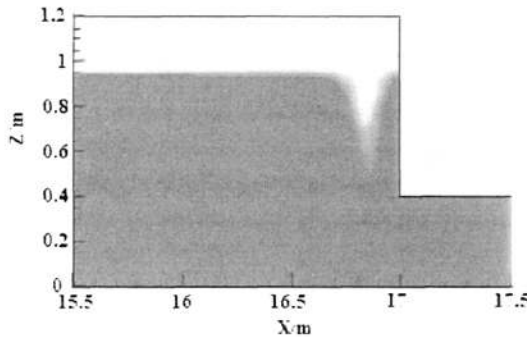


图4-3 数值模拟出的水气两相图 (1:20, $y=1.235\text{m}$)

吸气漩涡的水流质点从水面到出口的运动轨迹如图 4-4 所示。从图 4-4 可以看出，质点运动轨迹为螺旋流，漩涡上部分，相邻两圈之间的轴向距离较小，漩涡直径较大，随着水深的增加，轴向距离增大，漩涡直径减小，涡尾处由竖直转为水平倾斜弯向进水口。这表明，在重力作用下，随着水深的增加，质点的轴向速度是逐渐增大的。正因为如此，漩涡上部分的圈数较多较密，下部分圈数较少较稀。模型试验和数值模拟得出的质点运动轨迹均为螺旋流，运动规律相同。

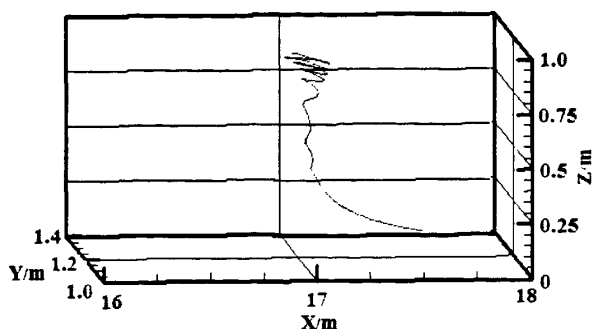


图4-4 质点运动轨迹图 (1:20)

对 1:1 原型进行了数值模拟研究: 水库的长度对漩涡没有影响, 为了缩短计算时间及节约资源, 水库长度取 150m。水库为 150m×49.4m×29.2m 的长方体, 尾部布置 10m×10m 的进水口, 呈对称布置。求解方法同上。当流量为 $138\text{m}^3/\text{s}$, 出现吸气漩涡。图 4-5 为原型漩涡稳定后的不同截面的速度矢量图。模拟出的漩涡表面近似为圆形, 直径约为 5.5m。对比 1:20 的模型试验, 当流量为 $77.61\text{L}/\text{s}$, 水深为 0.96m 时, 出现吸气漩涡, 从水面一直贯穿到进水口, 漩涡表面近似为圆形, 直径约为 0.25m, 将其按比尺换算为原型, 漩涡表面直径约 5m。可见, 数值模拟可以较好地模拟出试验中漩涡, 漩涡形状大小等与试验结果基本吻合。

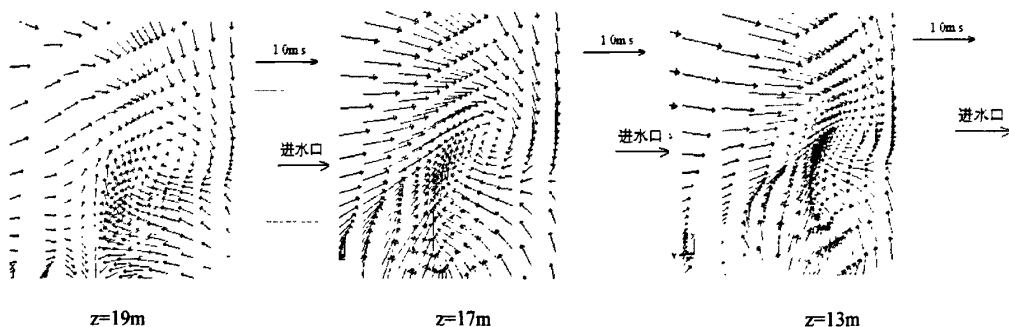


图4-5 不同截面速度矢量图(1:1)

工况: 流量 $Q=138\text{m}^3/\text{s}$, 水深 $h=19.2\text{m}$

4.3 不同比尺下的模型数值模拟结果

针对不同比尺模型, 从流量 Q 、水位 h 、 Fr 数、 Re 数、 We 数来研究漩涡的运动规律, 分析各参数对漩涡缩尺效应的影响, 从而探寻漩涡缩尺效应的规律。

比尺为 1:20 时, 当流量为 $77.61\text{L}/\text{s}$, 水深为 0.94m 时, 出现吸气漩涡。数值模拟结果和模型试验结果基本吻合, 漩涡表面近似为圆形, 直径约为 0.25m。此

时, 进水口处的 $Re=1.2 \times 10^5$, $We=643$, 模型的漩涡情况可以很好的反映原型的情况。可见, 在该模拟条件下粘滞力和表面张力对漩涡运动没有影响, 可以忽略漩涡的缩尺效应。

比尺为 1:30 时, 数值模拟表明, 当流量为 28.16L/s, 水深为 0.62m 时, 进水口前产生吸气漩涡, 漩涡表面近似为圆形, 直径约为 0.18m。图 4-6 为漩涡稳定后 $z=0.62m$ 和 $z=0.43m$ 截面的速度矢量图。此时, 进水口处的 $Re=6.4 \times 10^4$, $We=286$, 此模型的漩涡情况与原型漩涡情况相似, 粘滞力和表面张力可以忽略不计, 可以忽略漩涡缩尺效应。当把流量增大到 1.5 的流量时, 模拟出的漩涡变化不大。

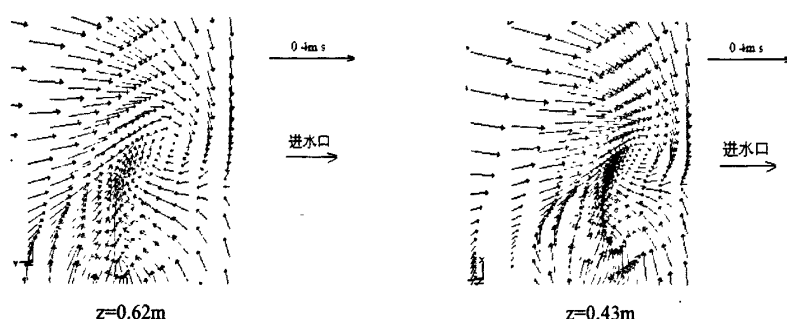


图4-6 不同截面速度矢量图(1:30)

工况: 流量 $Q=28.16L/s$, 水深 $h=0.62m$

比尺为 1:35 时, 数值模拟表明, 当流量为 19.04L/s, 水深为 0.54m 时, 进水口前产生吸气漩涡, 漩涡表面近似为圆形, 直径约为 0.15m。图 4-7 为漩涡稳定后 $z=0.54m$ 和 $z=0.48m$ 截面的速度矢量图。此时, 进水口处的 $Re=5.2 \times 10^4$, $We=258$, 此模型的漩涡情况与原型漩涡情况相似。当把流量增大到 1.2 的流量时, 模型与原型相似很好。流量增加为 1.2 倍的流量时, 此时, 进水口处的 $Re=6.0 \times 10^4$, $We=280$ 。图 4-8 为增大 1.2 倍流量工况下 $z=0.54m$ 和 $z=0.48m$ 截面的速度矢量图。

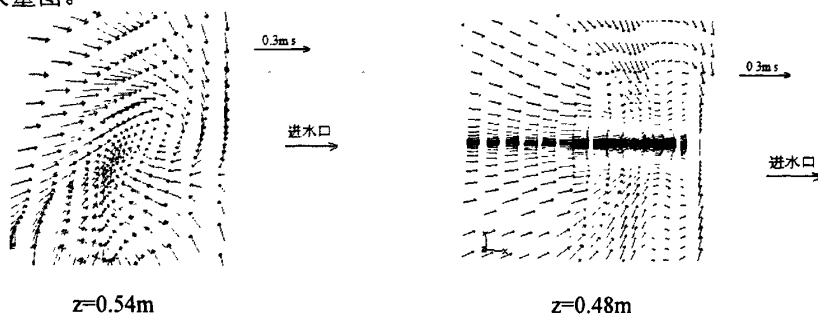


图4-7 不同截面速度矢量图(1:35)

工况: 流量 $Q=19.04L/s$, 水深 $h=0.54m$

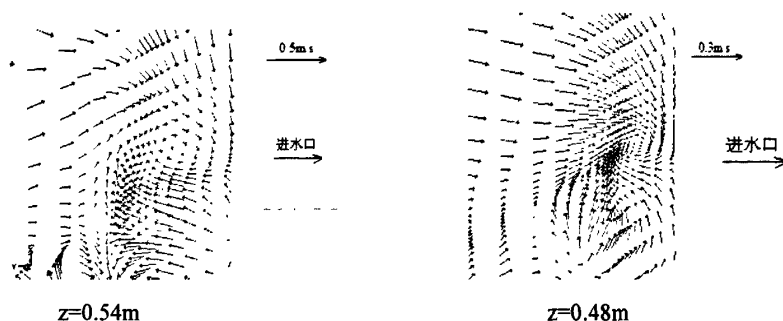


图4-8 不同截面速度矢量图(1:35)

工况：流量 $Q=23\text{L/s}$ ，水深 $h=0.54\text{m}$

比尺为 1:40 时，数值模拟表明，当流量为 13.72L/s ，水深为 0.45m 时，进水口前产生漩涡，漩涡凹陷小，漩涡表面近似为圆形，直径约为 0.11m 。图 4-9 为漩涡稳定后 $z=0.45\text{m}$ 和 $z=0.32\text{m}$ 截面的速度矢量图。此时，进水口处的 $Re=4.2 \times 10^4$ ， $We=162$ ，1:40 的模型的漩涡情况与原型漩涡情况有差异，不能很好的反映原型的状况，粘滞力和表面张力对漩涡的影响较大，漩涡缩尺效应不可忽略。当把流量增大到 1.5~2 倍的流量时，模拟出的漩涡与原型漩涡情况相似。流量增加为 1.5 倍的流量时，此时，进水口处的 $Re=6.3 \times 10^4$ ， $We=364$ 。图 4-10 为增大 1.5 倍流量工况下 $z=0.45\text{m}$ 和 $z=0.32\text{m}$ 截面的速度矢量图。

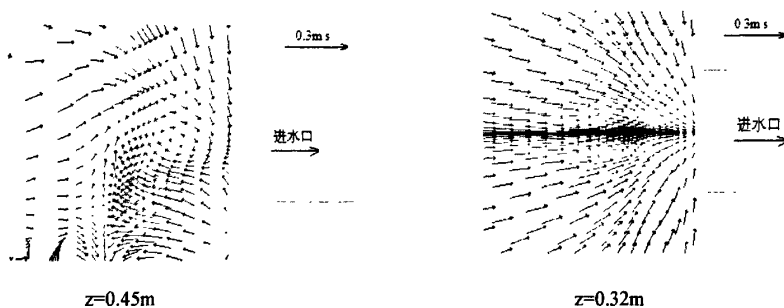


图4-9 不同截面速度矢量图(1:40)

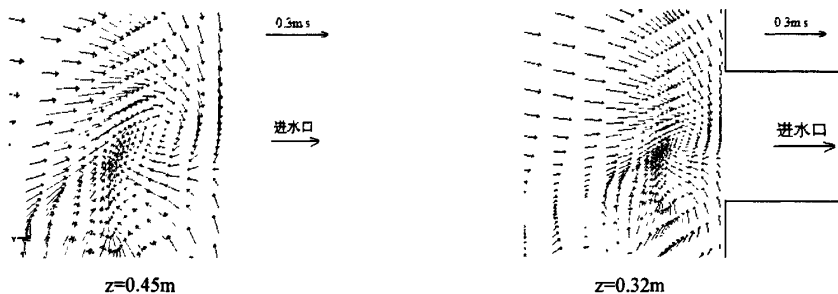
工况：流量 $Q=13.72\text{L/s}$ ，水深 $h=0.45\text{m}$ 

图4-10 不同截面速度矢量图(1:40, 1.5倍流量)

工况：流量 $Q=20.5\text{L/s}$ ，水深 $h=0.45\text{m}$

比尺为 1:50 时, 数值模拟表明, 当流量为 7.85L/s, 水深为 0.38m 时, 进水口前水面有表面弱小漩涡产生, 未吸气。图 4-11 为漩涡稳定后 $z=0.38\text{m}$ 和 $z=0.26\text{m}$ 截面的速度矢量图。此时, 进水口处的 $Re=3.0\times 10^4$, $We=103$, 1: 50 的模型的漩涡情况与原型漩涡情况差异较大, 粘滞力和表面张力对漩涡的影响较大, 漩涡的缩尺效应必须考虑。当把流量增大到 2~2.5 倍的流量时, 模拟出的漩涡与原型漩涡情况相似, 漩涡表面近似为圆形, 直径约为 0.10m。图 4-12 为流量增加为 2 倍时 $z=0.38\text{m}$ 和 $z=0.26\text{m}$ 截面的速度矢量图。此时, 进水口处的 $Re=6.0\times 10^4$, $We=411$ 。

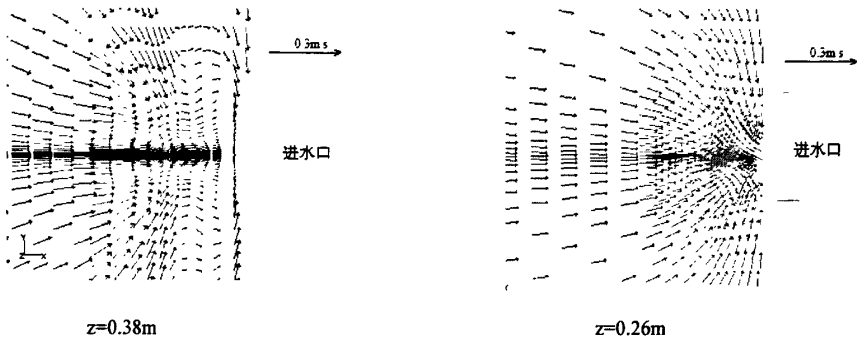


图4-11 不同截面速度矢量图(1:50)
工况: 流量 $Q=7.85\text{L/s}$, 水深 $h=0.38\text{m}$

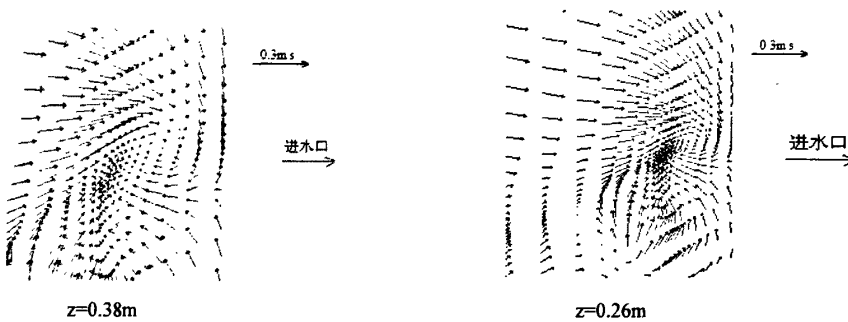


图4-12 不同截面速度矢量图 (1:50, 2倍流量)
工况: 流量 $Q=15.7\text{L/s}$, 水深 $h=0.38\text{m}$

比尺为 1:60 时, 数值模拟表明, 当流量为 5.00L/s, 水深为 0.32m 时, 进水口前有 2 个表面弱小漩涡, 凹陷很小, 没有产生吸气漩涡。图 4-13 为漩涡稳定后 $z=0.32\text{m}$ 和 $z=0.22\text{m}$ 截面的速度矢量图。此时, 进水口处的 $Re=2.3\times 10^4$, $We=71.5$, 1: 60 的模型的漩涡情况与原型漩涡情况差异较大, 粘滞力和表面张力对漩涡的影响不可忽略, 漩涡的缩尺效应必须考虑。当把流量增大到 2.5~3 倍的流量时, 模拟出表面凹陷漩涡, 但未吸气, 与原型漩涡情况有差异。图 4-14 为流量增加为 2.5 倍时 $z=0.32\text{m}$ 和 $z=0.22\text{cm}$ 截面的速度矢量图。此时, 进水口

处的 $Re=5.7 \times 10^4$, $We=445$ 。

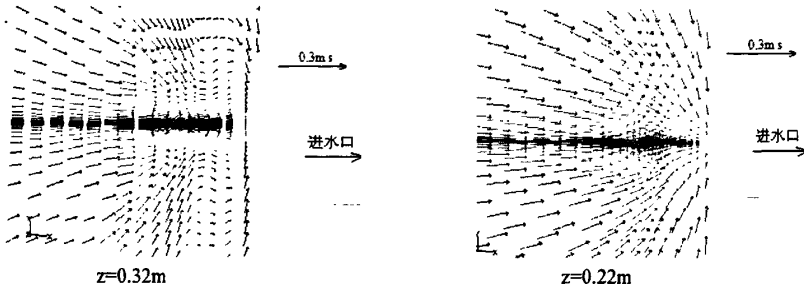


图4-13 不同截面速度矢量图(1:60)
工况: 流量 $Q=5.0L/s$, 水深 $h=0.32m$

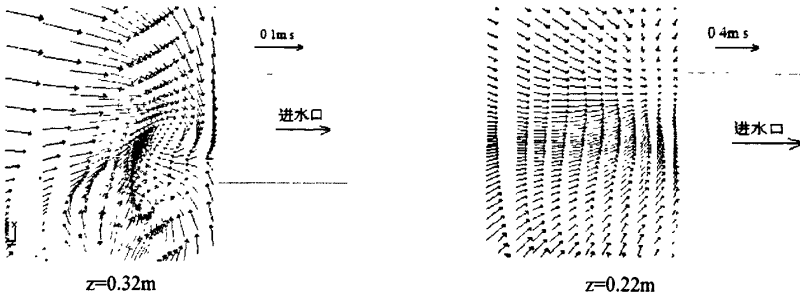


图4-14 不同速度矢量图 (1:60, 2.5倍流量)
工况: 流量 $Q=12.5L/s$, 水深 $h=0.32m$

比尺为 1:80 时, 数值模拟表明, 当流量为 2.40L/s, 水深为 0.24m 时, 进水口前水面平静, 水流平顺, 无漩涡产生。图 4-15 为 $z=0.24m$ 截面的速度矢量图。此时, 进水口处的 $Re=1.50 \times 10^4$, $We=40.2$, 1: 80 的模型漩涡情况与原型模型漩涡情况差异较大, 存在严重的失真, 粘滞力和表面张力对漩涡的影响很大, 缩尺效应严重。当把流量增大到 3~4 倍的流量时, 出现对称表面小漩涡, 与原型漩涡情况差别太大。图 4-16 为流量增加到 3 倍时 $z=0.24m$ 截面的速度矢量图。此时, 采用加大流量的方法已不能消除漩涡的缩尺效应。

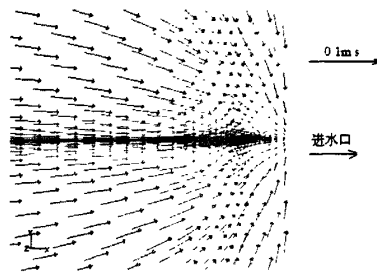
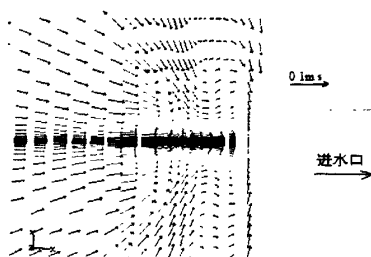


图4-15 $z=0.24m$ 速度矢量图 (1: 80)
工况: 流量 $Q=2.4L/s$, 水深 $h=0.24m$

图4-16 $z=0.24\text{m}$ 速度矢量图(1: 80, 3倍流量)工况: 流量 $Q=7.2\text{L/s}$, 水深 $h=0.24\text{m}$

比尺为 1:100 时, 数值模拟表明, 当流量为 1.40L/s , 水深为 0.19m 时, 进水口前流速分布均匀, 水面平静。此时, 进水口处的 $Re=1.1\times 10^4$, $We=25.9$, 1:100 的模型漩涡情况与原型漩涡情况差异较大, 缩尺效应严重。当把流量增大到 3 倍的流量时, 有表面凹陷漩涡, 凹陷很小; 当把流量增大到 4 倍的流量时, 只有表面凹陷漩涡, 未吸气贯通。此时, 采用加大流量的方法已不能消除漩涡的缩尺效应。

上述研究表明, 当雷诺数大于某一数值时, 韦伯数大于某一数值时, 粘滞力和表面张力对漩涡的影响甚微, 可以忽略漩涡的缩尺效应, 实现漩涡运动的相似。表 4-1 为不同缩尺下的 Re 和 We 。取 Re 为横坐标, 漩涡的相似程度为纵坐标, 纵坐标数字意义如下: 1 表示漩涡相似程度很好; 2 表示漩涡相似程度较差; 3 表示漩涡相似程度很差。进水口处雷诺数 Re 和漩涡相似程度的关系如图 4-17 所示。从图 4-17 可以看出: 当进水口处雷诺数 $Re\geq 6.0\times 10^4$ 时, 模型没有缩尺效应, 漩涡的相似程度很好; 当进水口处雷诺数 $Re<6.0\times 10^4$ 时, 模型存在不同程度的缩尺效应。所以, 建议临界雷诺数取为 6.0×10^4 。取 We 为横坐标, 漩涡的相似程度为纵坐标。韦伯数 We 和漩涡相似程度的关系如图 4-18 所示。从图 4-18 可以看出: 当进水口处韦伯数 $We\geq 280$ 时, 模型没有缩尺效应, 漩涡的相似程度很好; 当进水口处韦伯数 $We<280$ 时, 模型存在不同程度的缩尺效应。所以, 建议临界韦伯数取为 280。

表 4-1 不同缩尺下的雷诺数 Re 和韦伯数 We

比尺	Fr	Re (10^4)	We	漩涡相似程度
1: 20	1.153	12	643	很好
1: 30	1.153	6.4	286	很好
	1.153	5.2	258	较差
1: 35	1.194	6.0 (1.2 倍流量)	280 (1.2 倍流量)	很好
	1.153	4.2	162	较差
1: 40	1.265	6.3 (1.5 倍流量)	364 (1.5 倍流量)	很好
	1.153	3.0	103	较差
1: 50	1.328	6.0 (2 倍流量)	411 (2 倍流量)	很好
	1.153	2.3	71.5	很差
1: 60	1.359	5.7 (2.5 倍流量)	445 (2.5 倍流量)	较差
	1.153	1.5	40.2	很差
1: 100	1.153	1.1	25.9	很差

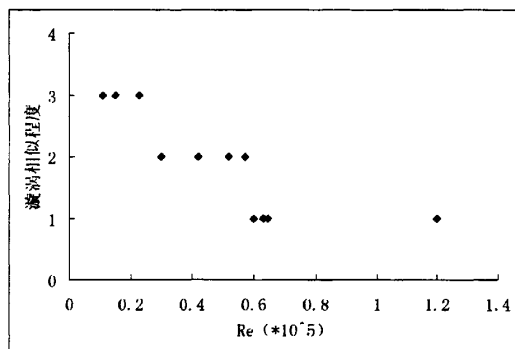


图 4-17 雷诺数 Re 和漩涡相似程度的关系

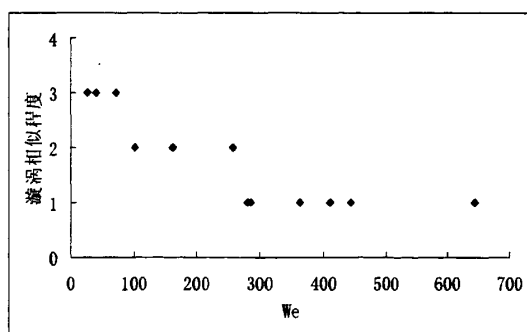


图 4-18 韦伯数 We 和漩涡相似程度的关系

高学平、杜敏等^[41]提出临界雷诺数取为 3.4×10^4 。本文提出的临界雷诺数和他们提出的临界雷诺数有所差异，但都在 10^4 的数量级之内。产生差异的原因在于：(1) 弗劳德数 Fr 不同，(2) 与进水口的形式等边界条件有关，与试验条件等因素有关。高学平、杜敏等设计的模型试验弗劳德数 Fr 在 0.29~0.73 范围内，提

出临界雷诺数取为 3.4×10^4 ，本文中弗劳德数 $Fr > 1$ ，建议临界雷诺数取为 6.0×10^4 。可以忽略粘滞力的临界雷诺数与弗劳德数 Fr 有关， Fr 越大，临界雷诺数可能越大。在工程实践中，为使试验结果更安全，建议临界雷诺数和韦伯数取得大些。

综上数值模拟研究可以得出，当模型比尺大于等于 1:30 时，进水口处雷诺数 $Re \geq 6.0 \times 10^4$ ，韦伯数 $We \geq 280$ ，满足雷诺数和韦伯数的临界条件，粘滞力和表面张力的影响可忽略不计，可以忽略漩涡缩尺效应，模型能够很好地反映原型的情况。当模型比尺小于 1:30 大于 1:60 时，进水口处雷诺数 $2.3 \times 10^4 < Re < 6.0 \times 10^4$ ，韦伯数 $71.5 < We < 280$ ，粘滞力和表面张力的影响不可忽略，此时必须考虑漩涡的缩尺效应，模型中的漩涡与原型中的情况存在一定差异。可采用加大流量的方法来消除粘滞力和表面张力的影响，使其满足雷诺数和韦伯数的临界条件。从定性上说，加大流量的倍数应与几何条件、淹没深度、模型比尺、水流条件等有关。通过数值模拟反复试验和分析，当 $4.2 \times 10^4 < Re < 6.0 \times 10^4$ 时，加大流量的倍数建议为 1.5~2 倍；当 $3.0 \times 10^4 < Re < 4.2 \times 10^4$ 时，加大流量的倍数建议为 2~2.5 倍；当 $2.3 \times 10^4 < Re < 3.0 \times 10^4$ 时，加大流量的倍数建议为 2.5~3 倍。当模型比尺小于等于 1:60 时，进水口处 $Re \leq 2.3 \times 10^4$ ，粘滞力和表面张力对漩涡的影响很大，漩涡存在着严重的缩尺效应，采用加大流量的办法已不能消除粘滞力和表面张力的影响，模型中漩涡运动情况与原型中的漩涡运动情况存在较大的差异，可见按重力相似准则设计时，小比尺模型不能很好地模拟原型的漩涡运动，模型比尺越小，克服缩尺效应需要增大的流量越大。

研究结果表明，模型比尺的选择与进水口处的雷诺数和韦伯数有关，与进水口出流流量和淹没深度等因素有关。当进水口处的雷诺数大于临界雷诺数，韦伯

数大于临界韦伯数时，即 $Re = \frac{Q}{\nu S_{cr}} \geq Re_{cr}$ ， $We = \frac{\rho v^2 d}{\sigma} \geq We_{cr}$ 时，漩涡的缩尺效

应可忽略不计。很显然，

$$Re_m = \frac{Q_m}{\nu_m S_{crm}} = \frac{Q / \lambda_{11}^{2.5}}{\nu (S_{cr} / \lambda_{11})} = \frac{Q}{\lambda_{11}^{1.5} \nu S_{cr}} \geq Re_{cr} \quad (4-1)$$

$$We_m = \frac{\rho v_m^2 d_m}{\sigma_m} = \frac{\rho (v / \lambda_{12}^{0.5})^2 d / \lambda_{12}}{\sigma} = \frac{\rho v^2 d}{\sigma \lambda_{12}^2} \geq We_{cr} \quad (4-2)$$

则有

$$\lambda_{11} \leq \left(\frac{Q}{Re_{cr} \nu S_{cr}} \right)^{2/3} \quad (4-3)$$

$$\lambda_{12} \leq \sqrt{\frac{\rho v^2 d}{We_{cr} \sigma}} \quad (4-4)$$

λ_l 的取值为 $\lambda_l = \min(\lambda_{l1}, \lambda_{l2})$, 对于临界雷诺数 Re_{cr} 和临界韦伯数 We_{cr} 可取得大些。此外, 比尺的选择还要考虑试验场地等条件的限制, 应综合各种因素, 确定合适有效的比尺。

研究还表明, 按重力相似准则设计时, 对于表面弱小漩涡, 主要是受重力的影响, 几乎不受雷诺数和韦伯数的影响, 模型的缩尺效应很小, 原型和模型相似程度较好。对于吸气漩涡, 受雷诺数和韦伯数的影响比较大, 缩尺效应相对较大, 模型与原型的相似程度较差, 为了克服缩尺效应, 应尽量采用大比尺模型, 并适当地加大流量。这对工程的指导和实践意义是: 按重力相似准则设计时, 若模型中完全无涡或只有表面弱小漩涡, 一般可以认为原型中无涡或只有表面弱小漩涡。若出现吸气漩涡, 建议采用大比尺模型, 大比尺的模型试验数据结果更加可靠。

4.4 本章小结

针对侧部进水口漩涡进行了数值模拟研究, 探寻缩尺效应规律, 得出结论: 建议临界雷诺数取为 6.0×10^4 , 临界韦伯数取为 280。当进水口处雷诺数 $Re \geq 6.0 \times 10^4$, 韦伯数 $We \geq 280$ 时, 漩涡的缩尺效应可忽略不计, 模型中的漩涡情况与原型中的漩涡符合较好。当进水口处雷诺数 $Re < 6.0 \times 10^4$, 韦伯数 $We < 280$ 时, 漩涡存在缩尺效应, 可采用加大流量的办法消除缩尺影响, 以满足雷诺数和韦伯数的临界条件。通过数值模拟反复试验和分析, 当 $4.2 \times 10^4 < Re < 6.0 \times 10^4$ 时, 加大流量的倍数建议为 1.5 ~ 2 倍; 当 $3.0 \times 10^4 < Re < 4.2 \times 10^4$ 时, 加大流量的倍数建议为 2 ~ 2.5 倍; 当 $2.3 \times 10^4 < Re < 3.0 \times 10^4$ 时, 加大流量的倍数建议为 2.5 ~ 3 倍。当进水口处雷诺数 $Re \leq 2.3 \times 10^4$ 时, 漩涡存在严重的缩尺效应, 采用加大流量的办法不能消除缩尺效应, 模型的漩涡情况与原型的漩涡存在严重的失真。

研究表明, 小比尺模型不能很好地模拟原型的漩涡运动, 模型比尺越小, 克服缩尺效应需要增大的流量越大。故建议尽量采用大比尺模型, 大比尺的模型试验数据结果更加可靠。对于实际工程, 模型比尺的选择与进水口处的雷诺数和韦伯数有关, 与进水口出流流量和淹没深度等因素有关。比尺 λ_l 的取值为 $\lambda_l = \min(\lambda_{l1}, \lambda_{l2})$, 在工程实践中, 为使试验结果更安全, 建议临界雷诺数和韦伯数取得大些。

本章针对实际工程通过数值模拟方法探讨了雷诺数、韦伯数等参数对缩尺效应的影响, 它回答了采用怎样的模拟条件才能尽可能地减小甚至消除漩涡的缩

尺效应这个工程最为关心的问题。研究成果对于模型试验研究有一定的启发和指导意义，其成果可用于实际工程。

第五章 进水口漩涡形成机理及消涡措施

进水口漩涡受各种因素的影响,其形成机理也较为复杂。但就查阅的文献来看,进水口漩涡形成机理研究进行了一定的研究。高学平等^[47]对进水口随机出现的吸气漩涡的特征和影响因素进行了试验研究,指出来流边界的水流紊动显现的水面微波是进水口附近随机出现的漩涡的诱因。陈云良等^[30]针对某工程进行模型试验和数值模拟研究,表明回流只存在于水面,进水口的弗劳德数很小,回流并未延伸至水下进水口,因此不具备形成漩涡的条件。探讨进水口漩涡形成机理无疑丰富了水利水电工程学科的理论研究,同时对实际工程中的消涡防涡措施有重要的指导作用。本章对进水口漩涡形成机理进行初步的探讨,并对漩涡的影响因素及消涡防涡措施进行了总结。

5.1 进水口漩涡形成机理探讨

5.1.1 速度环量分析

速度环量是研究漩涡运动中一个非常重要的参数,用来表示水流旋转的强弱。速度环量 $\Gamma = \oint_l \vec{v} d\vec{l} = \int_0^{2\pi} \vec{v} r d\theta$,其中, v 为半径 r 处的切向速度。计算以封闭的圆作为积分曲线,半径取为 0.15m ,积分曲线范围要稍大于漩涡大小,使得漩涡包含在积分曲线内部,水流旋转为顺时针,积分方向与水流旋转方向一致,同为顺时针,此时计算的速度环量为正值。不同时间下的速度环量见表5-1,水面的速度环量随时间变化关系如图5-1。

表 5-1 不同时间下的速度环量值

时间 t(s)	0	5	10	15	20	25	30
半径 r(m)	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15
速度环量 (m^2/s)	0	0.02	0.07	0.12	0.32	0.33	0.33

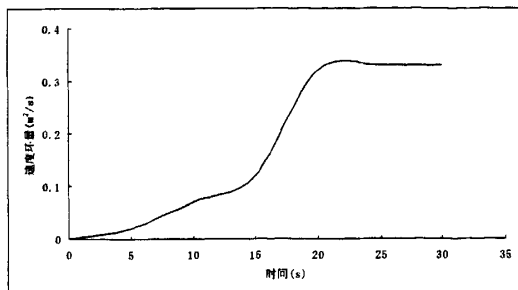


图 5-1 水面的速度环量随时间变化曲线

工况：1：20模型，流量 $Q=77.61\text{L/s}$ ，水深 $h=0.94\text{m}$

漩涡的形成与速度环量这个参数有着直接的关系，如图 5-1：初始时刻，进水口前的水体静止，速度环量为 0，随着时间的增加，水流开始运动，产生了速度环量，开始一段时间（0~15s）速度环量增加的较为缓慢，斜率小； $t=15\text{s}$ 时，当环量达到一定数值后，速度环量突然急剧增加，由 $0.12\text{m}^2/\text{s}$ 增加为 $0.32\text{m}^2/\text{s}$ ，曲线的斜率变化很大，此时水流已具有一定的足够的速度环量，能够及时补充能量以克服由于水流粘性而耗散的速度环量，且水流具有一定的能量能维持并拉伸速度环量至水下的进水口，同时又由于进水口的泄流作用，使进水口上方水体处于失稳状态，在重力和离心力的作用下，有向进水口运动的加速度，使水体处于复杂的三维流场中，从而诱导形成漩涡。 $t=25\text{s}$ 后，漩涡基本稳定，速度环量不再增加，保持不变。可见，漩涡的形成存在着一个速度环量随时间递增的过程。

5.1.2 漩涡形成机理分析

用牛顿内摩擦定律解释如下^[48]：进水口附近的水体，由于进水口断面收缩的影响，产生较大的流速。在边界条件的作用下，使相邻流体出现较大速度差。由于两股水流的流速不同，在交界面处流速值存在一个跳跃变化，这种交界面称为间断面。超过间断面，其速度梯度为无穷大。根据牛顿内摩擦定律：

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (5-1)$$

式中， τ 为粘滞切应力， μ 为粘滞系数， $\frac{du}{dy}$ 为速度梯度。

由上式可知，间断面处的粘滞剪切应力为无穷大，显而易见，这是不可能的。因此，间断面是非常不稳定的，在液面紊流的脉动扰动下，导致间断面破坏而形成一个个小漩涡。小漩涡的速度环量相互叠加，从而形成较大的环量，超过一定的速度环量，则会诱导产生漩涡。由于水面为紊流，极不稳定，在边界的影响下，若有回流出现，很容易形成两个反向的表面流，表面流相互剪切，当环量强度达到一定程度后，漩涡也就形成了。

一句话，漩涡是在边界条件的作用下，两个相向的表面流（边界的影响形成回流）相互剪切作用形成的。漩涡的产生是由于水体具有粘性，在粘性可以忽略的情况下，无旋的理想流体在流动过程中永远不会产生漩涡。这是因为理想流体中不存在切向应力，不能传递旋转运动。但实际流体是有粘性的，因而，可以通过粘性切应力或紊流切应力来传递旋转运动。影响漩涡形成的最根本的原因可归结为水体间的相互剪切作用。由于边界条件的影响而引起的回流和因流速分布不均匀而引起的较大速度梯度是漩涡形成的重要诱因。

5.1.3 侧部进水口漩涡形成过程

侧部进水口前出现的漩涡形成过程分析如下^[49]：

在侧部进水口前，如果来流受到边界约束，发生纵向或横向剧烈的收缩，则水流流向与能量均会发生较大的变化，在进水口附近由于断面收缩，流速增大，动能增加，而表面部分的水流质点受到胸墙阻滞，动能转化为势能，流速减小，从而在胸墙前形成水位壅高的滞流区，其大小、形状与进水口附近地形、建筑物边界、进水口形式等密切相关。滞流区水体受到正向、反向和横向流速的综合影响，水流在粘滞性作用下，因流速分布不均匀导致产生较大的速度梯度，水流内剪切力不平衡，从而产生一定的环量；同时又由于进水口的泄流作用，使进水口上方流体处于失稳状态，在重力作用下，有向进水口运动的加速度，使水体处于复杂的三维流场中，从而诱导产生漩涡。

5.2 影响漩涡形成和发展的主要因素

漩涡运动是水利工程中非常复杂的水力现象，研究成果表明影响漩涡形成和发展的因素很多，主要包括：

（1）进水口前水流特性：流速的大小、方向等；

流速大小：在一定范围内，流速越大，越易诱导产生漩涡。当超过一定的范围，由于流速太大，干扰漩涡流场，反而会使漩涡减弱或消失。

流速的方向：当进水口轴线与来流水流方向平行时，水流平顺，不易产生漩涡。当进水口轴线与来流水流方向有一定夹角时，流场分布不均匀，易诱导产生漩涡。

（2）进水口水力条件：流量、流速、淹没深度等；

流量影响漩涡的生成，适宜的流量产生适宜的速度环量，诱导产生漩涡。对淹没水深，则存在一个临界淹没水深，低于临界淹没水深，就会有漩涡产生。

（3）边界条件：进水口的型式、组成、尺寸、位置等。

边界条件是影响漩涡形成的重要因素之一。由于进口地形边界形状的影响，

水流不顺畅，边界急剧变化，导致水流偏折形成回流，而回流是诱导产生漩涡的重要原因。

5.3 消涡防涡措施

结合漩涡影响因素，消涡防涡措施总结如下^[50]：

(1) 增大孔口淹没深度，降低进水口前行进流速。由于工程的需要，多数情况下不能通过增加进水口的淹没水深、减小流量等改变水工建筑物运行方式的措施来避免漩涡。比如淹没深度的增加，这势必会增加基础开挖量，增加挡水建筑物的高度等，增加造价，很不经济。降低进水口前行进流速，流量减小，不满足水电站的泄流运行条件。

(2) 当进水口与来流方向平时，不易产生漩涡。故应尽量减小进水角，进水口前来流流向应尽量与孔口轴线平行，尤其不能有较大的交角。如图 5-2。

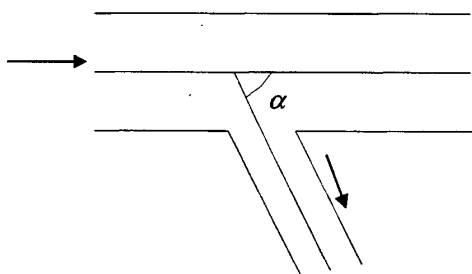


图5-2 来流方向示意图

(3) 进水口的平面布置应尽量符合对称原则。对称原则使水流更加平顺，流速分布均匀，产生较小的环量，产生较小的速度梯度，不易诱导产生漩涡。

(4) 进水口处的进水管应避免伸入水库内。

(5) 前倾式胸墙形式（倾向上游）不易产生漩涡，避免采用后倾式胸墙（倾向下游）形式。垂直式胸墙可优化体型，改为前倾式胸墙形式，以达到消涡防涡目的。

(6) 修建专门的水工建筑物消涡防涡，如安装消涡梁等^[51]。

第六章 结论

漩涡运动是水利工程中较为常见的现象,其运动形态较为复杂。它的研究涉及到数学物理方法、流体力学、紊流力学、计算流体力学等多种学科的知识。进水口漩涡危害很多,如降低流量系数;引起机组或结构物的振动;降低机组效率;卷吸漂浮物、堵塞或损坏拦污栅等。为了防止和消除这些危害,人们对进水口漩涡进行了广泛的研究。从查阅的文献看,针对实际工程的试验研究较多,系统地研究较少,数值模拟研究还不深入。本文采用数值模拟的研究方法对进水口漩涡缩尺效应进行了研究。主要研究成果总结如下:

(1) 紊流模型的比选。采用何种紊流模型模拟漩涡行之有效是数值模拟成功与否的关键。由于漩涡是比较精细复杂的结构,数值模拟难度较大。采用结合VOF法的标准 $k-\varepsilon$ 紊流模型、RNG $k-\varepsilon$ 紊流模型和Realizable $k-\varepsilon$ 紊流模型分别模拟了底部进水口漩涡,从自由水面的变化、质点运动轨迹等方面进行了比较分析,研究结果表明:RNG $k-\varepsilon$ 紊流模型考虑了紊流中涡流因素的影响,计算精度良好,模拟漩涡流场具有优越性,是三种模型中较适于进水口漩涡流场数值计算的紊流模型。

(2) 紊流模型的验证。采用模型试验和三维数值模拟相结合的方法对侧部进水口前的漩涡进行了研究。数值模拟出的漩涡,其形状、大小及位置与模型试验结果吻合较好,试验中观测到漩涡运动和数值模拟得出的质点运动轨迹均为螺旋流,运动规律相同。按重力相似准则设计了1:2和1:4的缩尺模型,1:2的模型不存在缩尺效应,1:4的模型存在缩尺效应,数值模拟与模型试验结果相吻合,通过数值模拟方法验证了增大流增大流量可消除缩尺效应措施的可行性。模型试验结果和数值模拟结果吻合良好,从而验证了数值模拟方法的可信性。数值模拟作为模型试验的有力补充,相辅相成,是研究漩涡水流流动特性的有力手段。

(3) 进水口漩涡缩尺效应研究。进水口漩涡受边界条件、来流水流特性、出口流量等众多因素影响,在模型上研究漩涡,会存在缩尺效应问题。针对某实际工程分别采用不同的几何尺寸(1:1, 1:20, 1:30, 1:35, 1:40, 1:50, 1:60, 1:80, 1:100)进行了数值模拟研究,以探寻缩尺效应规律。

当进水口处雷诺数 $Re \geq 6.0 \times 10^4$, 韦伯数 $We \geq 280$ 时,漩涡的缩尺效应可忽略不计,模型中的漩涡情况与原型中的漩涡符合较好。当进水口处雷诺数 $Re < 6.0 \times 10^4$, 韦伯数 $We < 280$ 时,漩涡存在缩尺效应,可采用加大流量的办法消除缩尺影响,以满足雷诺数和韦伯数的临界条件。通过数值模拟反复试验和分析,当 $4.2 \times 10^4 < Re < 6.0 \times 10^4$ 时,加大流量的倍数建议为1.5~2倍;当

$3.0 \times 10^4 < Re < 4.2 \times 10^4$ 时, 加大流量的倍数建议为 2 ~ 2.5 倍; 当 $2.3 \times 10^4 < Re < 3.0 \times 10^4$ 时, 加大流量的倍数建议为 2.5 ~ 3 倍。当进水口处 $Re \leq 2.3 \times 10^4$, 漩涡存在严重的缩尺效应, 采用加大流量的办法不能消除缩尺效应, 模型的漩涡情况与原型的漩涡存在严重的失真。

研究成果表明, 小比尺模型不能很好地模拟原型的漩涡运动, 模型比尺越小, 克服缩尺效应需要增大的流量越大。对于实际工程, 模型比尺的选择与进水口处的雷诺数和韦伯数有关, 与进水口出流流量和淹没深度等因素有关。建议临界雷诺数取为 6.0×10^4 , 临界韦伯数取为 280。在工程实践中, 为使试验结果更安全, 建议临界雷诺数和韦伯数取得大些。

(4) 对进水口漩涡形成机理进行初步的探讨, 速度环量是研究漩涡运动中一个非常重要的参数, 漩涡的形成伴随着一个速度环量随时间递增的过程。此外, 对漩涡的影响因素及消涡防涡措施进行了总结。

本文对进水口漩涡缩尺效应进行了一定的研究, 得出了一些有价值的成果和结论。随着对漩涡现象的不断认识和重视, 关于漩涡缩尺效应的研究也将得到不断更新和发展。本文的研究探讨可为以后的研究提供参考和借鉴。由于时间短促, 加之作者才疏学浅, 错误和不足之处在所难免, 恳请各位专家和学者给予批评和指正。

参考文献

- [1] 马吉明, 刘德朝. 三峡水电站进水口试验研究[J]. 中国三峡建设, 1999(3):18-20.
- [2] 水利部国际合作与科技司编著. 当代水利科技前沿[M]. 北京: 中国水利水电出版社, 2005.
- [3] Knauss J. Swirling flow problems at intakes[M]. IAHR hydraulic structures design manual, 1987.
- [4] Hecker G E. Model-Prototype comparison of free surface vortices[J]. Journal of the Hydraulics Division, ASCE, 1981,107 (10):1243-1259.
- [5] 索丽生. 抽水蓄能电站的水力学专门问题—94 年抽水蓄能工程国际学术讨论会论文综述(二) [J]. 水力水电科技进展,1995,15(2): 8-12.
- [6] Posey C.J, Hsu H. How the vortex affects orifice discharge[J].Engineering News Record,1950,114(9):30-32..
- [7] 杨欣先, 李彦硕. 水电站进水口设计[M]. 大连: 大连理工大学出版社, 1990.
- [8] 董兴林, 高季章.导流洞改为旋涡式竖井溢洪道综合研究[J]. 水力发电, 1995,8(3): 32-37.
- [9] 何学民, 汝树勋. 水工建筑物进水口三维旋涡流场的理论研究[J]. 水电站设计, 1993,9(3): 71-76.
- [10] Rankine, W. J. M. Manual of applied mechanics [M]. C. Griffen Co.,London, England, 1858.
- [11] Schlichting,H. Boundary layer theory [M]. 7th Ed.,McGraw-Hill BookCo.,New York,N.Y. 1979.
- [12] Rosenhead, L. The spread of vorticity in the wake behind a cylinder [J].Proc., Royal Society of London, England, Series A, 127,590-612.
- [13] Bennett, T.J. Vortex coalescence and decay[J]. PhD dissertation, Department of Civil and Environmental Engineering, Washington State University,Pullman, Wash, 1988.
- [14] Mih,W.C. Discussion of 'Analysis of fine particle concentrations in a combined vortex.'[J]. Journal of hydraulic Research, 1990,28(3):392-395.
- [15] Hite,J.E. Mih,W.C. Velocity of air-core vortices at hydraulic intakes[J]. Journal of hydraulic Engineering, ASCE, 1994,120(3): 284-297.

- [16] Levi E. Vortices in hydraulics [J]. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 1991,117(4):399-413.
- [17] Yildirim N., Kocabas F. Prediction of critical submergence for an intake pipe[J]. Journal of Hydraulic Research, ASCE, 2002, 40(4):507-518.
- [18] Ma J.M., Liang Y.B.,and Huang J.T., Minimum submergence before double-entrance pressure intakes [J]. J. Hydr. Eng., ASCE, 2000, 26(8):628-631.
- [19] Novak P, CABELKA J. Models in hydraulic engineering physical principles and design Applications [M]. Boston: Pitman Advanced Publishing Program, 1981.
- [20] Quick, M.C. Scale relationships between geometrically similar freespiral vortices[J]. Civil Engineering and Public Works Review, Part I .September,1962. Part II .October 1962.
- [21] Denny, D.F. An experimental study of air-entraining vortices in pump[J]. Journal of the Institution of Mechanical Engineers, 1956,170(2):106-116.
- [22] Haindl, K. Contribution to air entrainment by a vortex[J]. International association for hydraulic research, Montreal, 1956.
- [23] Jain A K, Ranga K G, Garde R J. Vortex formation at vertical pipe intake [J]. Journal of the Hydraulics Division, ASCE, 1978, 104(10): 1429-1445.
- [24] Anwar H O. Turbulent Flow in A Vortex[J] . Journal of Hydraulic Research, 1978, 7(1): 55-67.
- [25] Padmanabhan M, Hecker G E. Scale effects in pump sump models [J]. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 1984, 110(11): 1540-1556.
- [26] Hecker G E. 漩涡模拟的比尺效应[C]. 国际水工模拟缩尺影响专题讨论会译文选, 长江水利水电科学研究院, 1985:219-237.
- [27] 王水田,钱炳法. 黄坛口水电站进水口漩涡运动的初步观测研究[R].水利电力部南京水利科学研究所, 1964.
- [28] 赵永志,顾兆林,郁永章等. 盆池涡涡动过程数值研究[J].水利学报, 2002, (12): 1-6.
- [29] 李华. 水工建筑物进水口前立轴旋涡的研究[D]. 四川大学, 2003.
- [30] 陈云良,伍超,叶茂等. 水电站进水口水流流态的研究[J].水动力学研究与进展(A辑), 2005, 20(3): 340-345.
- [31] 胡艳飞. 数值模拟在进水口漩涡模型中的应用[J]. 红水河, 2007, 26(4):44-46.

- [32] 王福军. 计算流体力学分析[M]. 北京: 清华大学出版社, 2004, 9.
- [33] V. Yakhot and S. A. Orszag, Renormalization Group Analysis of Turbulence, I. Basic Theory[J]. Journal of Scientific Computing, 1(1): 1-51, 1986.
- [34] T.-H. Shih, W. W. Liou, A. Shabbir, and J. Zhu, A New $k-\epsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation[J]. Computers Fluids, 24(3):227-238, 1995.
- [35] Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid(VOF)Method for the Dynamics of Free Boudaries[J]. J. Comput. Phys. 1981, 39(3): 201-225.
- [36] V. Yakhot and S. A. Orszag, Renormalization Group Analysis of Turbulence: I. Basic Theory[J]. Journal of Scientific Computing, 1(1):1-51, 1986.
- [37] 金忠青. N-S 方程的数值解法[M]. 南京: 河海大学出版社, 1992.
- [38] John E Hite, Walter C. Velocity of air core vortices at hydraulic intakes[J]. Journal of hydraulic Engineering, 1994, 3.
- [39] 林宗燊, 杨正骏, 谢佩珍等. 进水口前立轴旋涡区水流流速特性[J]. 水力发电学报, 1987, (2): 11-20.
- [40] 高学平, 张效先, 王志国等. 西龙池抽水蓄能电站竖井式进出水口水力学试验研究[J]. 水力发电学报, 2002,76(1):52-60.
- [41] 高学平, 杜敏, 宋慧芳. 水电站进水口漩涡缩尺效应[J]. 天津大学学报, 2008,41(9):1116-1119.
- [42] 福原华一. 抽水蓄能电站进出口的水力设计[J]. 日本电力土木, 1959,161:48-57.
- [43] 杨正骏, 林宗燊, 谢佩珍等. 水工建筑物进水口自由表面漩涡试验研究[J]. 水力发电学报, 1987, 16(1): 22-35.
- [44] 张仲卿, 梁军贤, 魏有健. 大型水电站发电进水口水流流态的研究[J]. 水力发电学报, 1999,(4):16-19.
- [45] 桂林, 王文蓉, 周翔. 水电站进水口水工模型试验研究[J]. 四川水力发电, 2001, 20(3):99-102.
- [46] 汝树勋, 段维钧. 漫湾水电站施工导流中的自由表面漏斗漩涡问题[J]. 成都科技大学学报, 1991, (2):31-38.
- [47] 高学平, 杜敏, 赵耀南等. 进水口随机出现的漩涡试验研究[J]. 水力发电学报, 2009, (4).
- [48] 李家星, 赵振兴. 水力学[M]. 南京: 河海大学出版社, 2004.

- [49] 邓淑媛. 泄水建筑物进口水面漩涡的形成及克服方法的探讨[J]. 水利水运科学研究, 1986(4):51-63.
- [50] 邹敬民, 高树华, 于艳丽等. 进水口防涡措施研究[J]. 水动力学研究与进展, 2000, 15(4):463-466.
- [51] 施祖辉, 陈青生, 周春天. 消涡梁在抽水蓄能电站进水口中的应用[J]. 红水河, 2005, 24(4):16-19.

发表论文和科研情况说明

参与的科研项目：

- [1] 进水口漩涡形成机理与缩尺效应，国家自然科学基金资助项目（50579048），2007.12~2008.12；
- [2] 糯扎渡水电站进水口分层取水水工模型试验，2007.7~2007.11；
- [3] 糯扎渡水电站进水口分层取水叠梁门流激振动模型试验，2007.10~2008.5；
- [4] 山东省威海造船厂修造船坞灌排水系统水力模型试验，2007.10~2007.12；
- [5] 文登抽水蓄能电站高压岔管水力学模型试验，2008.3~2008.5；
- [6] 亚碧罗水电站水工整体模型试验，2007.9~2007.11。

致 谢

本文是在导师高学平教授的悉心指导和关怀下完成的。从论文的选题到论文的最终完稿，每一步都倾注了高老师大量的心血。从我迈入天津大学的那一刻起，无时无刻不感受到导师的关心和教诲，导师为我们创造的互相帮助、共同进步的学术氛围使我在学校学习期间收益匪浅，导师高尚的人格、宽广的胸怀、严谨的学风、渊博的知识、一丝不苟的敬业精神，严谨的治学态度和实事求是的科学精神，使我学会了如何为人处事，那必将影响我的一生。

感谢天津大学水利系的每一位老师，他们德才兼备，永远是我学习的榜样；

感谢生我养我的父母，是你们含辛茹苦地把我养大，教我知识，教我做人。你们用辛勤的劳动维持我们的家，虽然家里并不富裕，你们却让我接受了最好的教育。是你们用生命中的一切，换来了我今天的硕士毕业。在此，我用最真情的语言说一句：爸爸妈妈，谢谢！

感谢师兄张晨、叶飞、李大广、徐茂杰、傅艳军、王鳌然，师姐宋慧芳、王常红、谭茹、杨丽美，他们的帮助我一生永记；

感谢李书斌、张少雄、李妍、王丽红、朱慧芳，和他的讨论让我受益匪浅，和他们的友情我终生难忘；

感谢我的师弟师妹的帮助，他们是辛勇军、苏兆申、李广宁、韩云鹏、陈媛媛、王洪梅、陈弘；

感谢各位参加评审答辩的专家学者；

感谢所有支持我和帮助过我的人！