学校代码: 10225 学 号: 2021121768

学位论文

粘弹性管道气液两相瞬变流压力波动影响规律 研究



指导教师姓名: 申请学位级别: 论文提交日期: 授予学位单位: 孙强 副教授 东北林业大学
硕 士 学科专业: 土木工程
2024年6月 论文答辩日期: 2024年6月
东北林业大学 授予学位日期: 2024年6月

答辩委员会主席:董建锴 教授 论 文 评 阅 人:

東北林業大學

学校代码: 10225 学 号: 2021121768

# 学位论文

# 粘弹性管道气液两相瞬变流压力波动影响规律 研究

# 王复香

指导教师姓名:	孙强 副教授	东北林业大学	
申请学位级别:	硕士	学科专业:	土木工程
论文提交日期:	2024年6月	论文答辩日期:	2024年6月
授予学位单位:	东北林业大学	授予学位日期:	2024年6月

答辩委员会主席:董建锴 教授 论 文 评 阅 人:

·唐·北林孝大學

University Code: 10225 Register Code : 2021121768

# Dissertation for the Degree of Master

# Study on the influence regularity of pressure fluctuation of transient cavitation flow in viscoelastic pipelines

Candidate:	Wang Fuxiang
Supervisor:	Sun Qiang
Academic Degree Applied for:	Master of Engineering
Speciality:	Civil Engineering
Date of Oral Examination:	June, 2024
University:	Northeast Forestry University

# 摘要

对于城市管道系统,常因事故停泵和快关阀门导致管道压力发生急剧变化,管内流 动易形成气液两相瞬变流,对管道系统的安全运行具有较大威胁。近年来塑料管道的应 用广泛,因其表现出粘性和弹性力学特性,使得按照经典弹性管道瞬变流模型计算的结 果与实际偏差较大,且其计算结果受水温和流速等影响,为此准确计算粘弹性管道气液 两相瞬变压力波动是工程中亟待解决的关键问题。因此本文基于粘弹性管道本构模型和 离散蒸汽腔模型,并结合一维拟稳态摩阻模型和准二维模型,建立粘弹性管道气液两相 瞬变流模型,并对其进行参数校核和准确性分析,搭建粘弹性管道气液两相瞬变流实验 台,研究不同水温和流速对粘弹性管道气液两相瞬变流压力波动的影响规律。

首先,本文基于粘弹性管道本构模型和离散蒸汽腔(Discrete Vapor Cavity Model, DVCM)模型,结合一维(one dimensional, 1D)拟稳态摩阻模型和准二维(two dimensional, 2D)摩阻模型,建立了粘弹性管道气液两相瞬变流模型(即1D-DVCM和2D-DVCM),采用特征线法求解模型。

其次,基于所建立的模型,研究了网格数、计算空腔体积的权重系数及管壁摩阻模型对计算结果的影响,并采用整体能量分析方法,研究不同水温下空腔对于粘弹性管道瞬变流能量转换和耗散的影响。结果表明,网格数和权重系数的选择对计算结果影响很小,1D-DVCM和2D-DVCM的空腔形成时间的计算结果相差小于3%,因此1D-DVCM可以代替2D-DVCM模型进行粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算;提出了动能向弹性能的转化比例,该比例随着水温的升高而降低,空腔的产生使得管道整体能量急剧衰减,动能向弹性能的转化比例快速降低,且空腔体积越大,转化比例越小,能量衰减越大。

再次,本文搭建 HDPE(High Density Polyethylene)管道气液两相瞬变流实验台,研究水温和流速对气液两相瞬变流压力波动的影响规律。实验结果表明,随着流速增大,HDPE管道最大压力峰值不断增加,空腔持续时间不断增大,初速流速从1.68m/s增加至2.83m/s时,第一个空腔的持续时间增加了60%左右;随着水温升高,从20℃增加至40℃时,最大压力峰值逐渐降低,空腔持续时间减少15%左右,空腔发育变慢。

最后,基于 1D-DVCM 模型,对粘弹性管道气液两相瞬变流进行数值研究,提出粘 弹性管道气液两相瞬变流准确性评价方法,并对不同水温和流速下空腔的最大计算体积 的变化进行研究。结果表明,在气液两相瞬变流数值计算过程中,应优先考虑空腔持续 时间计算结果的准确性,再考虑最大峰值的计算结果与实验结果的误差,最后考虑整体 的压力衰减和相位;对于 1D-DVCM 模型,初始流速从 1.68m/s 增加至 2.83m/s 时,空 腔的最大计算体积增加了 120%左右,水温从 20℃增加至 40℃时,空腔的最大计算体积 减小了 10%左右。 综上所述,本文的研究阐明水温和流速对于气液两相瞬变流压力波动的影响规律, 丰富了粘弹性管道气液两相瞬变流理论,并对粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算提供 了参考依据。

关键词 粘弹性管道; 气液两相瞬变流; 水温; 数值计算; 能量分析

## Abstract

For pipeline system, due to accidental stopping of pumps and quick closing of valves lead to rapid changes in pipeline pressure, transient cavitation flow will be happened, which is a greater threat to the safe operation of pipeline system. In recent years, the wide application of plastic pipe, because of its viscous and elastic mechanical properties, so that in accordance with the classical elastic pipeline transient cavitation flow model calculations of the results of the actual deviation is large, and its calculation results by the water temperature and velocity etc., so the accurate calculation of the pressure fluctuations of transient cavitation flow in viscoelastic pipelines is the key problem to be solved in the project needs. Therefore, this paper establishes a transient cavitation flow model of viscoelastic pipelines based on the intrinsic model of viscoelastic pipeline and combines the one-dimensional steady state friction model and the quasi-two-dimensional model, carries out the parameter calibration and accuracy analysis, and builds a test platform of transient cavitation flow of viscoelastic pipelines, which reveals the influence of the pressure fluctuation of the transient cavitation flow in viscoelastic pipelines by the different water temperatures and flow rates.

Firstly, this thesis establishes a transient flow with cavitation model based on the intrinsic model of viscoelastic pipe and the discrete vapor cavity model (DVCM) combing with a onedimensional (1D) steady-state friction model and quasi-two-dimensional (2D) friction model, and this thesis solves the model by using method of characteristics (MOC).

Secondly, based on the established model, the influence of the number of grids, weighting coefficients calculating the volume of the cavity and the friction model on the calculation results are investigated. And the integrated energy analysis method is used to study the influence of the cavity on the energy transfer and dissipation of transient flow in viscoelastic pipes at different water temperatures. The results show that the radial grid number and the weight coefficient have little influence on the calculation results. The difference between the calculation results of 1D-DVCM and 2D-DVCM is less than 3% in formation time of cavity, therefore, the 1D-DVCM is able to replace the 2D-DVCM model for the numerical calculation of the transient cavitation flow in viscoelastic pipes. The conversion ratio between the maximum values of elastic energy and kinetic energy is proposed, and the ratio decreases with the increase of the water temperature. The generation of cavity makes the integrated energy of the pipeline attenuate rapidly, and the conversion ratio decreases rapidly, and when the volume of the cavity increases, the conversion ratio becomes smaller, and the energy attenuation will increase.

Thirdly, this thesis designed a HDPE (High Density Polyethylene) transient cavitation flow

test platform to study the influence law of water temperature and flow rate on the pressure fluctuation of transient cavitation flow. The experimental results show that, with the increase of flow rate, the pressure peak of HDPE and the duration of the cavity increases continuously, and the duration of the first cavity increases about 60% at 1.68m/s~2.83m/s. With the increase of water temperature from 20 °C to 40 °C, the pressure peak gradually decreases, the duration of the cavity decreases about 15%, and the growth of the cavity becomes slower.

Finally, based on the experimental data, a numerical study of the transient flow with cavitation in viscoelastic pipelines is carried out to propose a method for calibration of the parameters of the transient cavitation flow in viscoelastic pipelines, and the maximum calculated volume of the cavities is investigated under different water temperatures and flow velocities. The results show that in the process of transient cavitation flow calibration, the accuracy of the calculation results of the cavity duration should be prioritized, then the calculation error of the maximum peak value should be considered, and finally the overall pressure decay and phase should be considered; the maximum calculated volume of the cavity increased by about 120% at 1.68m/s~2.83m/s, and the maximum calculated volume of the cavity decreased by 10% at 20%~40%.

In summary, the study of this thesis clarifies the influence of water temperature and flow velocity on the pressure fluctuation of transient cavitation flow, enriches the theory of transient flow with cavitation in viscoelastic pipelines, and provides a reference basis for numerical calculation of transient cavitation flow in viscoelastic pipelines.

**Keywords** viscoelastic pipes; transient cavitation flow; water temperature; numerical simulation; energy analysis

目录
----

摘要	I
Abstract	III
目录	V
1 绪论	1
1.1 课题来源	1
1.2 课题背景及研究意义	1
1.3 国内外研究现状	2
1.3.1 粘弹性管道气液两相瞬变流研究	2
1.3.2 管道瞬变流能量分析研究	4
1.3.3 研究现状总结	6
1.4 主要研究内容	7
2 粘弹性管道气液两相瞬变流数值求解方法	9
2.1 粘弹性管道瞬变流模型	9
2.1.1 基本方程	9
2.1.2 粘弹性管道本构模型	10
2.2 管壁摩阻模型	12
2.2.1 一维拟稳态摩阻模型	
2.2.2 准二维摩阻模型	
2.3 粘弹性管道气液两相瞬变流模型	14
2.4 特征线法求解	15
2.4.1 粘弹性管道 1D-DVCM 模型求解	15
2.4.2 粘弹性管道 2D-DVCM 模型求解	17
2.5 边界条件	19
2.5.1 上游水箱和下游水箱	19
2.5.2 前端阀门和末端阀门	19
2.6 本章小结	20
3 空腔对粘弹性管道瞬变流的影响研究	21
3.1 模型准确性验证	21
3.1.1 算例数据	
3.1.2 模型参数确定	
3.1.3 摩阻模型选取	
3.2 基于整体能量分析的气液两相瞬变流研究	26
3.2.1 整体能量分析方法	

3.2.2 空腔体积随水温的变化	
3.2.3 空腔对管道瞬变流能量变化的影响	
3.3 本章小结	32
4 粘弹性管道压力波动的影响规律实验研究	33
4.1 实验台简介	
4.2 实验方案	36
<b>4.3</b> 压力波动的影响规律研究	
4.3.1 高雷诺数下的压力波动变化规律	
4.3.2 不同水温下的压力波动变化规律	
4.3.3 不同末端水位下的压力波动变化规律	
4.4 本章小结	45
5 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算研究	47
<ul><li>5 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算研究</li><li>5.1 模型参数确定方法</li></ul>	<b>4</b> 7 47
<ul> <li>5 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算研究</li></ul>	47 47 50
<ul> <li>5 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算研究</li></ul>	47 
<ul> <li>5 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算研究</li></ul>	47 
<ul> <li>5 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算研究</li> <li>5.1 模型参数确定方法</li> <li>5.2 模型准确性分析</li> <li>5.2.1 数值计算过程</li> <li>5.2.2 计算数值准确性分析</li> <li>5.3 流速和水温对空腔体积的影响规律</li> </ul>	47 47 50 
<ul> <li>5 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算研究</li> <li>5.1 模型参数确定方法</li> <li>5.2 模型准确性分析</li> <li>5.2.1 数值计算过程</li> <li>5.2.2 计算数值准确性分析</li> <li>5.3 流速和水温对空腔体积的影响规律</li> <li>5.4 本章小结</li> </ul>	47 47 50 50 51 58 59
<ul> <li>5 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算研究</li> <li>5.1 模型参数确定方法</li> <li>5.2 模型准确性分析</li> <li>5.2.1 数值计算过程</li> <li>5.2.2 计算数值准确性分析</li> <li>5.3 流速和水温对空腔体积的影响规律</li> <li>5.4 本章小结</li> <li><b>结论</b></li> </ul>	47 47 
<ul> <li>5 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算研究</li></ul>	47 47 50 50 50 50 50 50 50 50 
<ul> <li>5 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算研究</li> <li>5.1 模型参数确定方法</li> <li>5.2 模型准确性分析</li> <li>5.2.1 数值计算过程</li> <li>5.2.2 计算数值准确性分析</li> <li>5.3 流速和水温对空腔体积的影响规律</li> <li>5.4 本章小结</li> <li>结论</li> <li>参考文献</li> <li>攻读学位期间发表的学术论文</li> </ul>	47 

# 1 绪论

#### 1.1 课题来源

本课题来源于国家自然科学基金青年科学基金项目"粘弹性管道水力瞬变动力学行 为及流固耦合机制研究"(51808102)和国家自然科学基金面上项目"粘弹性管道应变延迟 响应特性与气液两相瞬变流耦合动力学机制研究"(51978202)。

### 1.2 课题背景及研究意义

随着经济的快速发展和城市化进程的加快,在国家"四万亿"政策激励下,塑料管 道行业迎来快速增长,并凭借节能节材、环保、耐腐蚀、内壁光滑不结垢、施工和维修 简便、使用寿命长等优点,逐渐替代传统的铸铁管、镀锌钢管和水泥管等应用于城市供 热、供水管网等基础设施中。常见的塑料管道有聚乙(Polyethylene, PE)、聚丙烯 (Polypropylene, PP)、聚氯乙烯(Polyvinyl Chloride, PVC)管。其中 PE 管价格适中, 常见管径为 400-1200mm,耐低温性能强,机械强度、耐化学性、及柔韧度较高,无 毒,常应用于城乡供水输送管网,地源热泵中央空调系统、城市燃气输送管道、饮用水 管道和建筑内热水采暖管道系统中。PP 管价格较高,但耐高温性能佳,抗室外光照、 抗化学腐蚀和抗老化性能强,因此常用于建筑内冷热水供应系统和工业排水排污系统中 等。

然而对于供热、供水等有压管道系统,常因事故停泵和快关阀门导致管道中液体流 速或流量的骤变,从而在管道内引起一系列剧烈的压力交替变化,使得管道受到如锤击 一般的激励,因此这种现象被称为水锤。有压管道系统中水锤现象的形成和存在除了会 产生危险的高压,还会导致管道内压力迅速下降,当局部压力降低到给定温度下液体的 蒸汽压时,就会导致气体渐渐从液体中析出,气体逐渐汇聚产生空腔,形成气液两相瞬 变流。造成管道出现液柱分离现象。当管道中的空腔溃灭时,分离的液柱再次弥合、碰 撞,会产生极具爆发力的高压,并且压力波会在管道中反复振荡,严重威胁着管道系统 的安全运行。塑料管道因其表现出粘性和弹性力学特性,被称为粘弹性管道。由于其力 学特性不同于弹性管道,使得按照经典弹性管道气液瞬变流模型计算的结果与实际偏差 较大,且其计算结果受水温和管材等影响,为此准确计算粘弹性管道气液两相瞬变压力 波动是工程中亟待解决的关键问题。

粘弹性管道瞬变流数值计算区别于传统弹性管道瞬变流数值计算,弹性管道的应力与应变之间满足线性关系,遵循虎克定律。然而粘弹性管道还会出现应变延迟现象,应 变不仅与瞬时应力有关还与整个应力历史有关,在粘弹性管道瞬变流模型中,总应变为 瞬时应变与延迟应变之和。在粘弹性管道瞬变流模型中,学者们常用广义Kelvin-Voigt 力学模型来更为直观的描述塑料管道的粘弹特性关系。广义Kelvin-Voigt 模型的蠕变函 数能够较准确的表示管道的真实本构关系。粘弹性管道的本构特性受管内水温的影响较

大,因此水温在粘弹性管道气液两相瞬变流压力模拟中仍然是重要的影响因素。水温会 影响流体的饱和蒸汽压力,进而影响蒸汽腔的形成和体积。除此之外,初始流速(雷诺 数)影响管道中的流体状态,对压力变化产生直接影响,从而直接影响蒸汽腔的生成与 溃灭和蒸汽腔的大小,管材的粘弹性以及管壁摩阻会影响水锤过程中的压力耗散,从而 影响蒸汽腔的形成与溃灭。所以若是想要准确模拟粘弹性管道气液两相瞬变流过程的压 力变化,必须要明确水温和初始流速对粘弹性管道气液两相压力波动的影响规律,通过 实验数据确定压力波波速、校核瞬变流模型蠕变参数以及应变延迟所产生的能量损耗。

因此,本文所研究的粘弹性管道气液两相瞬变流压力变化规律,可以为完善粘弹性 管道瞬变流压力波动研究提供理论基础,有利于阐明粘弹性管道气液两相瞬变流动过程 中压力变化的影响因素,对城市供水、供热管网的安全运行具有重要意义。

#### 1.3 国内外研究现状

#### 1.3.1 粘弹性管道气液两相瞬变流研究

管道系统的水锤现象在指有压输水管路中,由于突然停电或手动操作不当导致流速 急剧变化引起动量转换,从而产生的一系列的压力交替变化的水击现象<sup>[1,2]</sup>。近年来,由 于高聚合物的快速发展,塑料管道在城市供水管网中得以广泛应用,塑料管道在受到应 力时,不仅产生即时应变还会产生延时应变<sup>[3]</sup>。由于粘弹性管材的粘弹特性,因此为满 足工程上对粘弹性管道瞬变流模拟的准确性,因此在控制方程中在添加一延迟应变项来 表示管道粘弹性项<sup>[4]</sup>。Covas 等<sup>[5]</sup>和 Pezzinga 等<sup>[6]</sup>通过不同方式分析了 K-V 元件个数对 辨识结果精度的影响。结果表明:K-V 元件个数为 3 个及以上时可以得到较为准确的瞬 变流压力数值模拟结果。Javadi 等<sup>[7]</sup>研究了不同管长下 K-V 元件个数对粘弹性行为和压 力波动的影响。结果表明:对于管长大于 1000m 的长距离输水管道,3 或 4 个 K-V 元 件的准确性最高。Ferrante 等<sup>[8]</sup>基于 Akaike 准则探讨了 K-V 元件个数和模拟精度的关 系,并对数值模型在频域中进行了优化,然后与获得的高密度聚乙烯管实验数据进行了 对比。结果表明,当 K-V 元件为 3 时可以兼顾计算的准确性和简便性,还可以避免粘 弹性模型在瞬态分析中的过度拟合问题。

在发生水锤现象时,压力可以通过整个管道传播,常常会造成系统水力设施及部件的破坏,对液压机械和管道系统的安全运行构成威胁<sup>[9]</sup>。特别是在管道系统运行中一些特定位置,容易产生汽化现象形成空腔,空腔溃灭时产生的瞬时高压严重威胁管道的安全运行,因此为了模拟瞬态空化流,人们建立了各种数值模型,如离散蒸汽腔模型和连续蒸汽腔模型,其中离散蒸汽腔模型的应用更为广泛<sup>[10,11]</sup>。常用的离散腔模型包括离散蒸汽腔模型(Discrete Vapor Cavity Model, DVCM)和离散气腔模型(Discrete Gas Cavity Model,DGCM)。其中离散蒸汽腔模型是一个经典的气液两相求解模型,可以描述瞬态空化的本质特征,被研究人员广泛使用<sup>[12,13]</sup>。

在气液两相瞬变流研究中,对于压力的准确模拟十分关键。管道压力模拟中除了考虑塑料管道的粘弹性,还要考虑流体与管壁的摩擦作用<sup>[14]</sup>,然而,DVCM与准稳态摩

擦模型结合,在模拟压力波动时产生虚拟压力振荡。因此,学者们针对此在稳态摩阻模 型的基础上引入了非稳态摩阻项,并开发了多种非稳态摩阻模型来解决这一问题,避免 了虚拟的压力峰值<sup>[15,16]</sup>。Soares 等<sup>[17]</sup>将非定常摩擦模型与空化模型相结合,以模拟了水 平铜管中的瞬态空化流动。结果表明,数值结果与实验数据吻合较好,非定常摩擦模型 对腔化后产生的压力也有衰减作用。基于 DVCM 和 DGCM 模型,朱炎等[18]建立了适用 于粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算的模型。孙强等[19.20]将 DVCM 和 DGCM 与准二 维摩阻模型结合,提出了两种新的定性分析指标并进行参数校核,结果发现,两个模型 的网格敏感性受到流体空化程度的影响,空化程度越大,对网格数的选择越要慎重。 Pezzinga<sup>[21,22]</sup>在弹性管道中将不同的空化模型与一维(1D)拟稳态摩阻模型和准二维(2D) 摩阻模型相结合,并对其进行网格数讨论。结果表明,两种摩阻模型在较短时间内均能 很好的模拟压力波。但随着时间推移,2D模型比1D模型给出了更好的结果,同时 DVCM 模型较适用于低空化现象的第一阶段。Wei 等[23]建立了结合 MOC (The Method of Characteristics)模型和刚性水柱(RWC, Rigid Water Column)模型优点的弹性水柱 (EWC, Elastic Water Column)模型,结果表明 EWC 模型在大型管网水力计算中具有效 率高,精确度好等优点。Seck 等<sup>[24]</sup>修改了非稳态摩阻的相关系数来提高非稳态摩阻模 型的精度,并将考虑非稳态摩阻模型和粘弹性管道瞬变流方程的解与经典数值解进行比 较,结果发现,粘弹性项和非稳态摩阻项的引入使得压力模拟结果和实验数据更吻合。 此外, Soares 等<sup>[25]</sup>将 DVCM 与一维非稳态摩阻模型相结合,研究了聚乙烯管中的空化 问题。结果表明,在粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算中,非稳态摩阻模型对压力波 动的影响很小,但管道的粘弹性对计算结果影响较大。孙强等<sup>[26]</sup>将 DVCM 模型与准二 维模型相结合,提出了准二维 DVCM 模型,并对比分析了加权系数取值对数值结果的 影响。高慧等[27]将分布式气穴模型与准二维模型相结合,研究了网格敏感性和湍流模型 的选择对模拟结果的影响,给出了轴向网格数和径向网格数的最佳比值。同时,研究表 明使用二区湍流模型的计算结果与使用五区湍流模型的计算结果相似。

赵越等<sup>[28]</sup>、王宁等<sup>[29]</sup>和刘静等<sup>[30]</sup>基于有限体积法二阶 Godunov 求解格式对黏弹性 输水管道中水柱分离弥合现象进行建模和模拟研究。结果表明,与传统的特征线方法相 比,当库朗数小于1时,有限体积法二阶 Godunov 格式计算结果更准确、稳定。黄坤等 人<sup>[31]</sup>对气液两相瞬变流,考虑动态摩阻的影响,并比较了与不考虑动态摩阻的准确性问 题。Martin 等<sup>[32]</sup>对准二维模型的计算效率问题进行了研究,并基于三维计算流体力学 (Computational Fluid Dynamics)模型进行了分析。Nuno 等<sup>[33]</sup>采用先进的三维计算流体 动力学模型(CFD)分析了加压管道中通过扩展部分堵塞造成的压力波动,并将三维模 型的结果与现有的实验数据进行了比较,结果表明三维模型在不同雷诺数,管长和管径 比等情况下计算出的数值结果与实验数据之间都有很好的拟合。Zhu 等<sup>[34]</sup>基于实验数据 利用 CLSVOF(coupled level-set and volume of fluid)模型和带有能量方程的 URANS (unsteady Reynolds-averaged Navier - Stokes)方程对气液两相瞬态瞬变流中水气交界面 处的压力等情况进行了综合性研究,结果表明在压力和水气交界面处的预测性能方面

CLSVOF 模型要优于传统的 VOF 模型。Wu 等<sup>[35]</sup>基于一维摩擦模型和三维湍流模型, 研究了有压管道中的瞬态流动特性和能量耗散机制,并将一维传统水锤模型和三维湍流 模型与水库-管道-阀门系统中阀门快速关闭的实验数据进行了比较,验证了三维湍流模 型在模拟瞬变流压力方面的准确性。Zhou 等<sup>[36]</sup>将非定常摩擦引入二阶有限体积法和 GTS 模型(Godunov-type scheme)中来模拟瞬变流中的压力波动,并将模拟结果与传统 的 MOC 法求解结果进行比较,结果表明所提出的二阶 GTS 模型更加稳定、模拟精度更 好、所需要的网格数和计算时间也更少。Faezeh 等<sup>[37]</sup>采用了人工神经网络(ANN)和 自适应神经推理系统(ANFIS)来预测气水两相流摩擦压力损失,并将自适应粒子群优 化(APSO)用于优化 ANN 和 ANFIS 模型的结果。研究结果表明所有模型均能成功地 计算出气液两相瞬变流中的压力损失,但 ANFIS-APSO 的表现要优于其他模型。Duban 等<sup>[38]</sup>提出一个考虑到 PVoF 模型和双方程湍流模型的三维湍流模型,并通过多次实验对 模型进行了数值验证。结果表明该模型不仅可以计算压力,还可以探究气液两相中气腔 增大时的温度变化等信息。

在实验研究方面,郑源等<sup>[39,40]</sup>总结了气液两相瞬变流的数值模型、分析方法以及实 验研究等方面的进展,并利用实验手段研究了有压管道中阀门关闭时间对气液两相瞬变 流压力的影响,并将实验结果与 DGCM 模型的模拟结果进行了比较。而且近年来,随 着流场可视化技术的不断发展,高速成像技术已经被应用于气液两相瞬变流实验研究 中,Himr<sup>[41]</sup>对管道气液两相瞬变流进行了实验研究,并通过高速相机拍摄的图像确定了 空腔体积,为数值计算空腔体积的准确性提出了依据。Marcos 等<sup>[42]</sup>通过可视化装置分 别研究了管道中不同液体(分别是水、乙醇和乙醛)在液柱分离发生时的动态特性。 Adamkowski 和 Lewandowski<sup>[43,44]</sup>利用高速相机观测蒸汽穴的形成、发展和破裂的全过 程。

水温对于管路中的压力和空腔的影响也是学者们关注的问题,特别是对于粘弹性管 道,水温不仅影响流体特性,例如水的密度、运动粘度和饱和蒸汽压都会随着温度的升 高有所减小,还会影响粘弹性管道的线性粘弹性范围,水温越高,粘弹性管道的延迟效 应会越明显<sup>[45,46]</sup>。Gally等<sup>[47]</sup>最早进行了不同水温下的粘弹性管道瞬变流实验,对后续 粘弹性管道瞬变流的研究提供了基础。Saidani等<sup>[48]</sup>研究了将一维摩阻模型结合不同空 化模型,研究了铜管系统在4℃~95℃温度范围内的压力波动,结果表明,铜管系统气 液两相瞬变流的空腔体积随着水温的升高而增大。Mousavifard<sup>[49]</sup>研究了粘弹性管道中瞬 态空化流动过程中水温对湍流参数的影响。结果表明,在较高的温度下,管道的应变延 迟更明显,而壁面附近的速度梯度减小。

#### 1.3.2 管道瞬变流能量分析研究

瞬变流压力波动研究一般是在瞬态流动过程中对管道内某一点的压力信号进行收 集,它可以反应管道内某处受到瞬变激励时的流固耦合特性,但是在瞬变发生过程中整 个管道的全面信息却无法完整表征<sup>[50]</sup>。基于此,为对管道整体状态有所了解和量化,便

引入了整体能量分析法(Integrated Energy Analysis, IEA)。整体能量分析方法,最早 是由 Karney<sup>[51]</sup>从一维瞬变流方程中推导而来,TEA 能够量化瞬态发生时管道内的能量 储存以及管道的可压缩性,降低了对瞬态发生时各种条件的解释难度,对管道内的瞬态 激励响应提供了区别于传统压力图形的表达方法。Duan 等<sup>[52]</sup>采用局部瞬态分析(LTA) 和 TEA 相结合的方式,对基于瞬时加速度(Instantaneous Acceleration Based Model, IAB)和基于加权函数(Weighting Function-Based Model,WFB)的摩阻模型的计算准确 性进行研究。结果表明,两者在预测瞬态流动时的总能量变化,即压力峰值和相位时, 都不够准确,但在模拟过程中,WFBM 要优于 IAB 摩阻模型,此外 WFB 和 IAB 模型 对于非稳定摩擦项的能量耗散有一定的差距。Duan 等<sup>[53]</sup>分析了不同管径和管长系统中 管道瞬变流压力波动过程中非稳态摩阻项和粘弹性项的作用对比。结果表明,在管径较 小和短管长系统时,非稳态摩阻项对压力波动衰减的作用更显著。

另外,Duan 等<sup>[54]</sup>采用 TEA 方法分析了非稳态摩阻项和粘弹性项对压力波动衰减的 作用。结果表明,非稳态摩阻项和粘弹性项均对压力波动的衰减占主要作用,在瞬态发 生初期,二者作用相当,但在瞬态流动后期,粘弹性项的作用占主导,并且相位延迟更 明显。Lee<sup>[55]</sup>将整体能量分析作为一种评价方法,通过能量相图方法评估了瞬态波频响 模型(frequency response models, FRMs)的线性化误差并与传统特征线法进行了比 较。Khalideh 等<sup>[56]</sup>研究在有无压力罐情况下,管道长度、直径和材料对瞬态压力的影 响。Kashif 等<sup>[57]</sup>基于能量分析方法研究了压力罐在泵-阀门管道系统中对瞬态流动过程 中的能量耗散的影响。Duan<sup>[58]</sup>基于 MOC 法(Method of Characteristics),研究了稳态 摩擦 SF(Steady Friction)、基于卷积的非定常摩擦 CB(Convolution-Based Unsteady Friction)和基于卷积的非定常摩擦 MIAB(Modified Instantaneous Acceleration-Based) 模型在弹性管道和粘弹性(VE)管道中的适用性。结果表明 MIAB-VE 模型预测的结果 与实验数据拟合最好,且分析了不同因素对压力衰减的贡献,发现粘弹性的影响要大于 非稳态摩阻的影响。

Andrade<sup>[59]</sup>通过弹性管道和粘弹性管道在不同情况下的管道能量和流体能量变化对 比发现,管道粘弹性不仅能延迟压力振荡还能使压力衰减的更快,从能量角度阐述了管 道粘弹性的重要性。Essaidi 和 Triki<sup>[60]</sup>在不同的粘弹性管道系统中进行研究,研究表 明,管道粘弹性对抑制压力波的振幅以及使得压力波振荡周期变长的影响因管材而异。 Pan 等<sup>[61]</sup>采用 TEA 方法分析了不同粘弹性管道系统中,稳态摩阻项、非稳态摩阻项和 粘弹性项对峰值压力衰减的计算结果的影响。结果表明,在粘弹性管道瞬变流动过程 中,管道粘弹性项对峰值的衰减作用要大于稳态和非稳态摩阻项对其的作用。

国内学者对于管道瞬变流能量分析的研究,主要是梁欢<sup>[62]</sup>在 Duan 等<sup>[63,64]</sup>的基础上 完成了准二维模型中能量方程的推导,并在不同水温情况下对不同摩阻模型进行分析。 结果表明,管道的粘弹性作用加快瞬变流中的能量耗散,水温越高,粘弹性项所引起的 能量耗散占比越多。孙强等<sup>[65]</sup>基于整体能量分析方法在不同水温的情况下对比了拟稳态 摩阻模型和非稳态摩阻模型模拟数据的准确性。研究表明,拟稳态摩阻模型在水温越高

的情况下对粘弹性管道瞬变流压力波动的计算结果的准确性所有提高。孙强等<sup>[66]</sup>分析了 在纯液相和气液两相瞬变流情况下水温对能量转换的影响。结果表明,在粘弹性管道中 水温越高,能量耗散越多,且空腔的存在也会增加能量耗散。张智霖<sup>[67]</sup>研究了纯液相管 道瞬变流动过程中动能和弹性能在不同水温下的能量耗散速率。结果表明,水温越高, 二者的耗散速率减小。伍凯等<sup>[68]</sup>基于整体能量分析方法研究了粘弹性管道中准二维摩阻 模型中粘弹性做功和摩阻项做功随着雷诺数的变化规律。结果表明,二者做功均随雷诺 数增大而增大,但雷诺数越高,摩阻项做功和粘弹性做功的差距也就越大。张挺<sup>[69]</sup>采用 能量分析的方法研究了中水箱-管道-阀门系统中轴向耦合振动响应特性。结果表明,泊 松耦合和连接耦合均不可忽视。肖学等<sup>[70]</sup>在输水管道瞬变流模型中进行了全局敏感性分 析,探究模型参数之间的关联性。结果表明,对于瞬变流最大升压来说,管道直径 (D)、关阀时间(T)、流量(Q)是最敏度的三个参数。

#### 1.3.3 研究现状总结

由于水温不但能够影响管道中流体的密度、粘度、体积模量、液体饱和蒸汽压等基本性质,而且能够导致粘弹性管道的本构参数发生变化。因此不同水温下粘弹性管道气 液两相瞬变流问题的研究是瞬变流问题的一个主流研究方向。而对于不同水温下压力波 的传播速度、压力峰值衰减,以及气液两相中空腔持续时间,许多学者在弹性管道进行 了相关研究,已经取得很多成果。

在粘弹性管道气液两相数值研究中,常用的数值模型有经典离散蒸汽腔模型 (DVCM)和离散气体腔模型(DGCM)等,但是其中离散蒸汽腔模型是一个经典的气 液两相求解模型,计算简便,并可以准确描述瞬态空化的本质特征。

关于摩阻模型的研究,现学者主要提出摩阻模型的有一维拟稳态,一维非稳态摩阻 模型(IAB和WFB)和准二维摩阻模型。一维非稳态摩阻模型和准二维摩阻模型的引 入能够提高离散蒸汽腔模型的准确性,从而更加准确描述管道壁面切应力对瞬变流压力 波动的耗散作用。然而现阶段,大量的实验研究和数值研究表明,对于粘弹性管道瞬变 流数值模型,管道的粘弹性对计算结果准确性的影响较大,而非稳态摩阻则相对较小, 尤其是在水温较高的情况下。因此对于粘弹性管道中的气液两相瞬变流动的数值计算问 题,将更高阶的摩阻模型(特别是准二维模型)与离散蒸汽腔模型结合,是否可以得到 更准确的数值结果还有待研究。另外,在粘弹性管道的瞬态实验流动现象中,由于事故 停泵和快关阀门导致流速分布的剧烈变化,甚至在壁面附近可能出现的倒流现象。此时 由于流动的不稳定特性,流速的急剧变化,若仅依靠拟稳态的摩阻模型来计算管道壁面 的切应力就显得不够准确。目前许多研究人员提出多种摩阻模型表征壁面切应力,在弹 性管道中,准二维摩阻模型表现最好,但在粘弹性管道中,Duan等<sup>[43]</sup>已经证实管道的 粘弹性对压力波动的影响比壁面切应力更大,因此,在粘弹性管中更高阶的摩阻模型是 否非常必要,需要进一步讨论。

此外,除了传统的基于某一点的压力分析外,能够全面表征管道状态的整体能量分 析方法在粘弹性管道瞬变流问题中被广泛使用。很多学者基于局部瞬态分析方法和整体 能量分析方法对粘弹性管道瞬变流模型中粘弹性项和摩阻项展开研究。国内一部分学者 在此基础上讨论了不同水温情况下,不同摩阻模型的适用情况。但随着水温增加,管道 内的能量,尤其是管内流体的动能和弹性能如何变化,如何更深层次的理解粘弹性管道 中水力瞬变动力学行为,空腔体积对能量耗散的影响等均有待进一步研究。

#### 1.4 主要研究内容

本文主要对粘弹性管道气液两相瞬变流进行模型构建,并研究模型参数的选择以及 模型准确性,搭建粘弹性管道气液两相瞬变流实验台,研究不同水温和流速对粘弹性管 道气液两相瞬变流压力波动的影响,并利用数值计算方法,研究不同水温和流速下粘弹 性管道气液两相瞬变流计算结果的准确性。具体内容如下:

(1)基于离散蒸汽腔模型(DVCM)和粘弹性管道本构模型,结合一维(1D)拟 稳态摩阻模型和准二维(2D)摩阻模型,建立粘弹性管道1D-DVCM和2D-DVCM模型,并进行参数分析和模型准确性验证。

(2) 基于 1D-DVCM 模型,采用整体能量分析方法,研究在不同水温情况下空腔体积的变化规律,以及空腔对于整个管道系统能量转换和耗散的影响。

(3) 搭建粘弹性管道气液两相瞬变流实验台,分析压力峰值,空腔持续时间受水 温、流速和末端水位等因素的影响规律。

(4) 基于实验数据和所建立的 1D-DVCM 模型,研究粘弹性管道瞬变流准确性评价方法,并分析空腔计算体积随着流速和水温的变化规律。

本文整体结构框架如图 1-1 所示:



图 1-1 论文整体结构

# 2 粘弹性管道气液两相瞬变流数值求解方法

不同于弹性管道的压力计算,在计算粘弹性管道气液两相瞬变流的压力时,要考虑 管道本身的粘弹特性,而且要考虑是否有空腔形成以及空腔形成和溃灭时所引起的压力 波动。因此,本章首先介绍粘弹性管道瞬变流模型和粘弹性管道本构方程,推导了粘弹 性管道未产生空腔时的纯液相瞬变流模型。然后,将经典的离散蒸汽腔模型(DVCM) 分别与一维(1D)拟稳态摩阻模型和准二维(2D)摩阻模型结合,建立了粘弹性管道 气液两相瞬变流模型(即1D-DVCM,2D-DVCM),阐述了边界条件方程,并采用特 征线法(MOC)对所建立的模型进行求解。

#### 2.1 粘弹性管道瞬变流模型

与弹性管道瞬变流模型相比,粘弹性管道瞬变流模型的独特之处在于,它需要考虑 管壁在瞬变流激励下产生的延迟应变效应。为了准确描述粘弹性管道的应力-应变变化 关系,本研究采用广义Kelvin-Voigt(K-V)模型<sup>[3]</sup>。该模型能够较好地与实验蠕变曲线 吻合,可较准确地计算粘弹性管道的应变变化,从而为粘弹性管道瞬变流的研究提供了 理论基础。

粘弹性管道瞬变流控制方程是由连续性方程和运动方程组成。粘弹性管道瞬变流的 基本控制方程旨在描述管道内流体压力和流速的复杂变化及其与管壁之间的相互作用。 为了对这一物理现象进行准确建模,需要基于以下假设:

(1) 管道横截面完全且均匀的被流体充满;

- (2) 流体在管道中为均质流动,即流体的速度与断面平均流速相同;
- (3) 既要考虑水的可压缩性也要考虑管壁的粘弹性特性;
- (4) 瞬变过程中摩阻系数与稳态时相同;
- (5)管壁材料在受到瞬变流激励时,表现出线性粘弹性行为。

#### 2.1.1 基本方程

准二维粘弹性管道瞬变流控制方程是由的连续性方程和运动方程组成的,可表述如下<sup>[13]</sup>:

$$\frac{g}{a^2}\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial (rv)}{\partial r} + 2\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t} = 0$$
(2-1)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial (r\tau)}{\partial r} = 0$$
(2-2)

式中 H — 压力水头 (m);

A —— 管道横截面面积(m<sup>2</sup>);

*x* —— 沿管道的轴向距离(m);

τ —— 壁面切应力 (Pa);

r —— 距管道中心的径向距离 (m);

*u* —— 轴向速度 (m/s);

v —— 径向速度(m/s);

ε<sub>r</sub> — 延迟应变;

*Q* —— 流量(m<sup>3</sup>/s);

- t \_\_\_\_ 时间(s);
- $\rho$  —— 密度 (kg/m<sup>3</sup>);
- *g* \_\_\_\_ 重力加速度(m/s<sup>2</sup>)。

在上述公式和公式(2-3)和(2-4)中的切应力和延迟应变率不能直接求出,需要进一步的数值离散化。将准二维摩阻模型沿管道横截面径向进行积分,便可以得到一维粘弹性管道瞬变流连续性方程和动量方程<sup>[18]</sup>:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{a^2}{gA} \frac{\partial Q}{\partial x} + 2\frac{a^2}{g} \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t} = 0$$
(2-3)

$$gA\frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\pi D}{\rho}\tau_{w} = 0$$
(2-4)

#### 2.1.2 粘弹性管道本构模型

粘弹性管道与弹性管道的区别在于其本身的粘弹特性。管道的粘弹性表现为在应力 作用下,其既表现出弹性力学行为,也表现出粘性力学行为。本节中采用广义 Kelvin-Voigt (K-V)模型来描述粘弹性管道的应力和应变变化关系,K-V本构模型可以获得与 实验蠕变曲线较好的一致性,在数值模拟中能够较准确地计算粘弹性管道的应变变化。 广义 Kelvin-Voigt 力学模型如图 2-1 所示,该模型是该模型由弹性元件(弹簧)和粘性 元件(粘壶)组成,由一个弹簧与多个 K-V 元件串联组成,其中每个 K-V 元件是由弹 簧和粘壶并联组合而成的。

广义 Kelvin-Voigt 力学模型的蠕变函数为[2]:

$$J(t) = J_0 + \sum_{k=1}^{N} J_k (1 - e^{-t/\tau_k})$$
(2-5)

式中  $J_0$  — 瞬时柔量 (Pa<sup>-1</sup>);  $J_k$  — 广义 K-V 模型中的第 k 个元件中弹簧的蠕变柔量 (Pa<sup>-1</sup>);  $\tau_k$  — 广义 K-V 模型中的第 k 个元件中粘壶的延迟时间 (s); N — K-V 元件的个数。  $F_1$   $F_2$   $F_N$  $F_0$   $F_1$   $F_2$   $F_N$   $F_N$ 

图 2-1 广义 Kelvin-Voigt 模型

粘弹性管道总应变包括瞬时应变 $\varepsilon_e$ 和延迟应变 $\varepsilon_r$ 两部分,表述如下:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_e(t) + \varepsilon_r(t) \tag{2-6}$$

作用在粘弹性管道的连续应力 $\sigma_t$ 根据玻尔兹曼(Boltzmann superposition principle) 叠加原理,总应变 $\varepsilon$ 和瞬时应变 $\varepsilon_e$ <sup>[2]</sup>为:

$$\varepsilon(t) = J_0 \sigma(t) + \int_0^t \sigma(t - t') \frac{\partial J(t')}{\partial t'} dt'$$
(2-7)

$$\varepsilon_e = \frac{\alpha PD}{2E_0 e} \tag{2-8}$$

式中 *α* —— 管壁约束系数;

*D* —— 管道内径(m);

所以当采用 N 个 K-V 元件时,联立公式(2-5)和公式(2-7),延迟应变率可以表示为 公式(2-9),然后采用分部积分法求解,最后解得其代数表达式为公式(2-10)

$$\frac{\partial \varepsilon_{r(t)}}{\partial t} = \sum_{k=1}^{N} \frac{\partial \varepsilon_{rk(t)}}{\partial t}$$

$$\sum_{k=1}^{N} \frac{\partial \varepsilon_{rk(t)}}{\partial t}$$
(2-9)

$$=\sum_{k=1}^{\infty} \frac{p_{g} \alpha D}{2e} \int_{0}^{0} [H(t-t') - H_{0}] \frac{\sigma_{k}}{\tau_{k}} e^{\tau_{k}} dt'$$

$$\frac{\partial \varepsilon_r(t)}{\partial t} = FH(x,t) - V_E \tag{2-10}$$

$$V_{E} = \sum_{k=1}^{N} \left[ B_{k} H_{0} + (A_{k} - B_{k}) H(X, t - \Delta t) + C_{k} \varepsilon_{rk} (x, t - \Delta t) \right]$$
(2-11)

$$A_{k} = \frac{\rho g \alpha D}{2e} \frac{J_{k}}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{-\Delta t}{\tau_{k}}}\right)$$
(2-12)

$$B_{k} = \frac{\rho g \alpha D}{2e} \frac{J_{k}}{\Delta t} e^{\frac{-\Delta t}{\tau_{k}}}$$
(2-13)

$$C_k = \frac{e^{\frac{-\Delta t}{\tau_k}}}{\tau_k} \tag{2-14}$$

$$F = \sum_{k=1}^{N} A_k \tag{2-15}$$

## 2.2 管壁摩阻模型

本节分别介绍了一维拟稳态摩阻模型和准二维摩阻模型的数学表达形式。

#### 2.2.1 一维拟稳态摩阻模型

对于一维(1D)拟稳态摩阻模型壁面切应力的计算,仅考虑拟稳态部分。基于 Darcy-Weisbach 公式,其切应力可表述为:

$$\tau_w(t) = \frac{\rho f}{8} |V(t)| V(t)$$
(2-16)

式中: f —— 沿程阻力系数;

*V* —— 断面平均流速(m/s)。

### 2.2.2 准二维摩阻模型

对于准二维摩阻模型的壁面切应力计算可表述为[6,61]:

$$\tau_{w} = -\rho v_{T} \frac{\partial u}{\partial r} = -\rho (\kappa + \nu) \frac{\partial u}{\partial r}$$
(2-17)

式中: *v<sub>T</sub>* — 总涡流粘度(m<sup>2</sup>/s); *κ* — 涡粘性系数(m<sup>2</sup>/s); *v* — 运动粘滞系数(m<sup>2</sup>/s)。

对于壁面切应力的计算,采用五区湍流(five-region turbulence, FRT)代数模型 <sup>[52]</sup>,该模型将管道截面划分为五个流动区域:靠近壁面的粘性层(viscous layer),向 管道中心的缓冲层I(buffer I layer)、缓冲层II(buffer II layer)、对数区(logarithmic region)和核心区(core region),按照顺序其计算表述依次为<sup>[37]</sup>:

$$\frac{v_T}{v} = 1 \tag{2-18}$$
$$0 \le y_* \le \frac{1}{a}$$

$$\frac{v_T}{v} = ay_*$$

$$\frac{1}{a} \le y_* \le \frac{a}{C_B}$$
(2-19)

$$\frac{v_T}{v} = C_B y_*$$

$$\frac{a}{C_B} \le y_* \le \frac{\kappa}{C_B + \kappa^2 / 4C_m R_*}$$
(2-20)

$$\frac{v_T}{v} = \kappa y_* [1 - (\kappa / 4C_m)(y_* / R_*)]$$

$$\frac{\kappa}{C_B + \kappa^2 / 4C_m R_*} \le y_* \le \frac{2C_m R_*}{\kappa} (1 + \sqrt{1 - C_c / C_m});$$
(2-21)

$$\frac{V_T}{v} = C_c R_*$$

$$\frac{2C_m R_*}{\kappa} (1 + \sqrt{1 - C_c / C_m}) \le y_* \le R_*.$$
(2-22)

式中: a=0.19,  $C_B=0.011$ , k=0.41,  $C_m=0.077$ ,  $C_c=0.06$ ;

$$y_* = U_T y / v;$$
  

$$R_* = U_T R / v;$$
  

$$R = D / 2;$$

y = R - r;

## 2.3 粘弹性管道气液两相瞬变流模型

在连续蒸汽腔模型(DVCM)中有如下假设,当节点处的压力降至给定温度下的饱和蒸汽压时便有蒸汽析出,此时该节点形成空腔,连续的液柱被分隔开,空腔占据整个计算截面。相邻节点间的纯液柱具有恒定的压力波速速,节点处的空腔体积根据流入和流出该节点的流量差来计算,DVCM模型示意图所如图 2-2 示:



图 2-2 DVCM 示意图<sup>[24]</sup>

在产生空腔时,空腔中的绝对压力设置为等于液体的汽化压力:

$$H = H_{v} \tag{2-23}$$

式中: $H_v$  — 液体的汽化压力(mH<sub>2</sub>O)。

空腔体积通过节点处流入和流出的流量计算,见式(2-24):

$$\frac{dV_i^*}{dt} = Q_i - Q_{ui} = AV_i - AV_{ui}$$
(2-24)

式中:  $V_i^*$  —— 空腔体积 (m<sup>3</sup>);

*Q<sub>ui</sub>* —— 空腔上游流量(m<sup>3</sup>/s);

$$Q_i$$
 —— 空腔下游流量 (m<sup>3</sup>/s);

 $V_{ui}$  —— 空腔上游流速 (m/s);

 $V_i$  —— 空腔下游流速(m/s)。

将公式(2-24)在矩形网格中进行数值积分,可得到(*n*+1)Δ*t*时刻的节点处的网格体积,如公式(2-25)所示:

$$V_i^{*n+1} = V_i^{*n} + \Delta t A \left[ \psi (V_i^{n+1} - V_{ui}^{n+1}) + (1 - \psi) (V_i^n - V_{ui}^n) \right]$$
(2-25)

$$Q_{ui}^{n+1} = \frac{C_P - H_i^{n+1}}{B_P}$$
(2-26)

$$Q_i^{n+1} = \frac{H_i^{n+1} - C_m}{B_m}$$
(2-27)

 $C_P$ 、 $C_M$ 、 $B_P$ 和 $B_m$ 的计算公式如下:

$$C_{P} = H_{i-1}^{n} + BQ_{i-1}^{n}$$
(2-28)

$$C_m = H_{i+1}^n - BQ_{ui+1}^n \tag{2-29}$$

$$B_P = B + R \left| Q_{i-1}^n \right| \tag{2-30}$$

$$B_m = B + R \left| Q_{ui+1}^n \right| \tag{2-31}$$

式中: 
$$B$$
 — 特征常数 $B = \frac{a}{gA}$ ;  
 $R$  — 特征常数 $R = \frac{f\Delta x}{2gDA^2}$ 。

## 2.4 特征线法求解

## 2.4.1 粘弹性管道 1D-DVCM 模型求解

对一维拟稳态控制方程和准二维控制方程可以采用特征线法(MOC)求解,如图 2-3 特征线法在矩形网格上的表示,将偏微分方程转化为常微分方程。一维和二维常微 分方程如下:

$$\frac{dH}{dt} \pm \frac{a}{gA} \frac{dQ}{dt} \pm \frac{a}{g} \frac{4\tau_w}{\rho D} + \frac{2a^2}{g} \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t} = 0$$
(2-32)

$$\frac{dH}{dt} \pm \frac{a}{g}\frac{du}{dt} + \frac{a^2}{gr}\frac{\partial(rv)}{\partial r} \mp \frac{a}{g}\frac{1}{\rho r}\frac{\partial(r\tau)}{\partial r} + \frac{2a^2}{g}\frac{\partial\varepsilon_r}{\partial t} = 0$$
(2-33)

将式(2-32)沿着特征线  $\frac{dx}{dt} = \pm a \, \alpha \, \Delta t \, \pi \, (n+1) \Delta t$  时间范围内积分,其离散形式可表

示为:

$$H(x,t) - H(x - \Delta x, t - \Delta t) + \frac{a}{gA} [Q(x,t) - Q(x - \Delta x, t - \Delta t)]$$
  
+ 
$$\frac{4a}{g} \frac{\tau_w(x,t)}{\rho D} + \frac{2a^2}{g} \frac{\partial \varepsilon_r(x,t)}{\partial t} = 0$$
(2-34)

$$H(x,t) - H(x + \Delta x, t - \Delta t) - \frac{d}{gA} [Q(x,t) - Q(x + \Delta x, t - \Delta t)]$$

$$-\frac{4a}{g} \frac{\tau_w(x,t)}{\rho D} + \frac{2a^2}{g} \frac{\partial \varepsilon_r(x,t)}{\partial t} = 0$$

$$(n+1)\Delta t$$

$$n\Delta t$$

$$B$$

$$A$$

$$X_{i-1}$$

$$X_i$$

$$X_{i+1}$$

$$X$$

$$B 2-3$$

$$Fat 4 3 3 4 \pi 4 3 \pi 5$$

$$(2-35)$$

结合式公式(2-11)~(2-15),可得:

$$(1 + \frac{2a^2\Delta t}{g}F)H_i^{n+1} + BQ_i^{n+1} = C_p$$
(2-36)

$$(1 + \frac{2a^2\Delta t}{g}F)H_i^{n+1} - BQ_i^{n+1} = C_m$$
(2-37)

$$C_{p} = H_{i-1}^{n} + BQ_{i-1}^{n} - \frac{4a\Delta t}{\rho gD} \tau_{w,i-1}^{n} + \frac{2a^{2}\Delta t}{g} V_{E}$$
(2-38)

$$C_{m} = H_{i+1}^{n} - BQ_{i+1}^{n} + \frac{4a\Delta t}{\rho gD}\tau_{w,i-1}^{n} + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}V_{E}$$
(2-39)

对公式(2-29)~(2-33)进行代数运算,最后可得:

$$H_{i}^{n+1} = \frac{C_{p} + C_{m}}{2(1 + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}F)}$$
(2-40)

$$Q_i^{n+1} = \frac{C_p - C_m}{2B}$$
(2-41)

当节点处产生空腔时,空腔处压力由公式(2-23)计算,空腔体积由公式(2-24)计算, 其中ψ为空腔体积计算相关权重系数,取值范围为 0.5~1。存在空腔时,压力和流量计 算公式如下:

$$(1 + \frac{2a^2\Delta t}{g}F)H_i^{n+1} + BQ_{ui}^{n+1} + \frac{4a\Delta t}{\rho gD}\tau_{w,i-1}^n = C_p$$
(2-42)

$$(1 + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}F)H_{i}^{n+1} - BQ_{i}^{n+1} - \frac{4a\Delta t}{\rho gD}\tau_{w,i-1}^{n} = C_{m}$$
(2-43)

$$C_{p} = H_{i-1}^{n} + BQ_{i-1}^{n} - \frac{4a\Delta t}{\rho gD}\tau_{w,i-1}^{n} + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}V_{E}$$
(2-44)

$$C_{m} = H_{i+1}^{n} - BQ_{ui+1}^{n} + \frac{4a\Delta t}{\rho gD} \tau_{w,i+1}^{n} + \frac{2a^{2}\Delta t}{g} V_{E}$$
(2-45)

将 $H_i^{n+1} = H_v$ 代入式中,即可求得 $Q_{ui}^{n+1}$ 和 $Q_i^{n+1}$ 。

## 2.4.2 粘弹性管道 2D-DVCM 模型求解

在求解二维微分方程,公式(2-33)时,采用了轴向网格和径向差分网格,轴向差分 网格与一维摩阻模型的差分网格相同,都是沿着管道长度L将管道平均分为 N<sub>x</sub>段(如 图 2-3 所示),径向差分网格是沿着径向将管道 N<sub>r+1</sub>成段,如图 2-4 所示,由于径向速 度梯度大,在管道中心到管壁采用了逐渐加密的径向网格。



图 2-4 准二维径向差分网格[24]

其中*j*是下标,表示径向网格编号; $r_j$ 为圆柱*j*的外表面到管道中心的径向距离; $r_{cj}$ 为圆柱*j*的中心到管道中心的径向距离。在 $n\Delta t \ln (n+1)\Delta t$ 时间内,沿着特征线对公式 (2-33)积分,其离散表达式为:

$$\left(1 + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}F\right)H_{i}^{n+1} - \theta C_{q,j}q_{i,j-1}^{n+1} + \theta C_{q,j}q_{i,j}^{n+1} - \varepsilon C_{u1,j}u_{i,j-1}^{n+1} + \left(a/g + \varepsilon C_{u2,j}\right)u_{i,j}^{n+1} - \varepsilon C_{u3,j}u_{i,j+1}^{n+1} = K_{pi,j}$$

$$\left(1 + \frac{2a^{2}\Delta t}{f}F\right)H_{i}^{n+1} - \theta C_{q,j}q_{i,i-1}^{n+1} + \theta C_{q,j}q_{i,i-1}^{n+1} + \varepsilon C_{u1,j}u_{i,j-1}^{n+1} -$$

$$(2-46)$$

$$\left(1 + \frac{2w}{g}F\right)H_{i}^{n+1} - \theta C_{q,j}q_{i,j-1}^{n+1} + \theta C_{q,j}q_{i,j}^{n+1} + \varepsilon C_{u1,j}u_{i,j-1}^{n+1} - (2-47)$$

$$\left(a / g + \varepsilon C_{u2,j}\right)u_{i,j}^{n+1} + \varepsilon C_{u3,j}u_{i,j+1}^{n+1} = K_{ni,j}$$

$$K_{pi,j} = H_{i-1}^{n} + (1-\theta)C_{qj}\left(q_{i-1,j-1}^{n} - q_{i-1,j}^{n}\right) + (1-\varepsilon)C_{u1,j}u_{i-1,j-1}^{n} + \left[a/g - (1-\varepsilon)C_{u2,j}\right]u_{i-1,j}^{n} + (1-\varepsilon)C_{u3,j}u_{i-1,j+1}^{n} + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}\sum_{k=1}^{N}V_{E}$$

$$K_{ni,j} = H_{i+1}^{n} + (1-\theta)C_{qj}\left(q_{i+1,j-1}^{n} - q_{i+1,j}^{n}\right) - (1-\varepsilon)C_{u1,j}u_{i+1,j-1}^{n} - \left[a/g - (1-\varepsilon)C_{u2,j}\right]u_{i+1,j}^{n} - (1-\varepsilon)C_{u3,j}u_{i+1,j+1}^{n} + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}\sum_{k=1}^{N}V_{E}$$
(2-48)
$$\left[a/g - (1-\varepsilon)C_{u2,j}\right]u_{i+1,j}^{n} - (1-\varepsilon)C_{u3,j}u_{i+1,j+1}^{n} + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}\sum_{k=1}^{N}V_{E}$$

式中: q — 径向通量q = rv;

- *ε* \_\_\_\_ 粘性项权重系数;
- $\theta$  径向通量权重系数。

 $K_{pi,j}$ 和 $K_{ni,j}$ 取决于H, u和q, 为已知项, 式中系数 $C_{qj}$ ,  $C_{u1,j}$ ,  $C_{u2,j}$ , 和 $C_{u3,j}$ 分别 表示如下:

$$C_{qj} = \frac{a\Delta t^2}{gr_{cj}(r_j - r_{j-1})}$$
(2-50)

$$C_{u2,j} = C_{u1,j} + C_{u3,j}$$
(2-51)

$$C_{u1,j} = \frac{a\Delta t v_{Tj-1} r_{j-1}}{g r_{cj} (r_{cj} - r_{cj-1}) (r_j - r_{j-1})}$$
(2-52)

$$C_{u3,j} = \frac{a\Delta t v_{Tj} r_j}{g r_{cj} (r_{cj+1} - r_{cj}) (r_j - r_{j-1})}$$
(2-53)

2D 摩阻模型中节点压力跟流量的计算所需相容性方程与 1D 摩阻模型相一致,即对式 (2-22) 在 *n*Δ*t* 和(*n*+1) Δ*t* 时间范围内积分, *C<sub>p</sub>*和 *C<sub>m</sub>*计算公式为:

$$(1 + \frac{2a^2}{g}F)H_i^{n+1} + BQ_i^{n+1} + \frac{4\varepsilon a\,\Delta t}{\rho gD}\tau_{w,i}^{n+1} = C_p$$
(2-54)

$$(1 + \frac{2a^2}{g}F)H_i^{n+1} - BQ_i^{n+1} - \frac{4\varepsilon a\,\Delta t}{\rho gD}\tau_{w,i}^{n+1} = C_m$$
(2-55)

$$\tau_{w,i}^{n+1} = \rho v_T \frac{u_{i,N_{R+1}}^{n+1}}{(\frac{D}{2} - r_{cN_{r+1}})}$$
(2-56)

此时,节点处压力水头和流量计算公式如下:

$$H_{i}^{n+1} = \frac{C_{p} + C_{m}}{2(1 + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}F)}$$
(2-57)

$$Q_i^{n+1} = \frac{C_p - C_m}{2B} - \frac{4\varepsilon a\Delta t}{\rho g DB} \tau_{wi}^{n+1}$$
(2-58)

其中径向通量为:

$$q_{i,j}^{n+1} = \left[ \left( K_{pi,j} + K_{ni,j} \right) / 2 - H_i^{n+1} \right] / \left( \theta C_{qj} \right) + q_{i,j}^{n+1}$$
(2-59)

当节点处产生空腔时,空腔处压力由公式(2-23)计算,空腔体积由公式(2-24)计算,存在空腔时,压力和流量计算公式如下:

$$(1 + \frac{2a^2}{g}F)H_i^{n+1} + BQ_{ui}^{n+1} + \frac{4\varepsilon a\Delta t}{\rho gD}\tau_{w,i}^{n+1} = C_p$$
(2-60)

$$(1 + \frac{2a^2}{g}F)H_i^{n+1} - BQ_i^{n+1} - \frac{4\varepsilon a\Delta t}{\rho gD}\tau_{uw,i-1}^n = C_m$$
(2-61)

$$C_{p} = H_{i-1}^{n} + BQ_{i-1}^{n} - (1 - \varepsilon)\frac{4a\Delta t}{\rho gD}\tau_{w,i-1}^{n} + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}V_{E}$$
(2-62)

$$C_{m} = H_{i+1}^{n} - BQ_{ui+1}^{n} + (1-\varepsilon)\frac{4a\Delta t}{\rho gD}\tau_{wu,i+1}^{n} + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}V_{E}$$
(2-63)

## 2.5 边界条件

对于粘弹性管道 DVCM 模型,内部节点的求解过程已经给出,而对于管路上、下游的端点来说,仅有一侧节点的参数是已知的,此时需要补充边界条件,与相容性方程 联立,求解端点处的压力,流量和延迟应变。

#### 2.5.1 上游水箱和下游水箱

对于上游水箱边界而言,水位是恒定的,则此时管道上游端节点处的压力水头  $H_1^1 = H_{01}$ 。结合相容性方程 $C_m$ 的计算公式,可求得流量 $Q_1^1$ :

$$Q_1^1 = \frac{H_1^1(1+F-C_m)}{B}$$
(2-64)

当水箱为下游边界时,管道下游系统中 $H_{n+1}^1 = H_{02}$ ,此时结合相容性方程 $C_p$ 的计算公式,可求得流量 $Q_{n+1}^1$ :

$$Q_{n+1}^{1} = \frac{H_{n+1}^{1}(1+C_{P}-F)}{B}$$
(2-65)

#### 2.5.2 前端阀门和末端阀门

对于下游快关阀门的管道系统,采用孔口出流确定稳态工况时的水力特性:

$$Q_{Nx}^{1} = -BC_{v} + \sqrt{\left(C_{v}\right)^{2} + 2C_{v}C_{p}}$$
(2-66)

$$H_{Nx}^{1} = \frac{C_{p} - BQ_{Nx}^{1}}{1 + F}$$
(2-67)

$$C_{v} = \frac{(Q_{0}t_{au})^{2}}{2H_{02}(1+F)}$$
(2-68)

当阀门位于管道系统的上游时,结合上游固定水位的压力水头*H*<sub>01</sub>得到阀门处的流量如下:

$$Q_{Nx}^{1} = -BC_{v} + \sqrt{\left(BC_{v}\right)^{2} + 2C_{v}\left(C_{m} + \left(1 + F\right)H_{01}\right)}$$
(2-69)

$$C_{m} = H_{2}^{n} - BQ_{u2}^{n} + (1 - \varepsilon)\frac{4a\Delta t}{\rho gD}\tau_{wu2}^{n} + \frac{2a^{2}\Delta t}{g}\sum_{k=1}^{N}V_{E}$$
(2-70)

# 2.6 本章小结

本章首先基于粘弹性管道本构方程和瞬变流基本假设,推导了粘弹性管道瞬变流基 本方程。然后,基于离散蒸汽腔模型(DVCM)和粘弹性管道本构模型,与一维拟稳态 摩阻和准二维摩阻模型相结合,建立了一维粘弹性管道气液两相瞬变流模型(1D-DVCM)和准二维粘弹性管道气液两相模型(2D-DVCM),并采用特征线法对其进行 求解。最后,阐述了水箱和阀门等边界条件。

# 3 空腔对粘弹性管道瞬变流的影响研究

本章首先对 1D-DVCM 和 2D-DVCM 进行了模型参数分析和准确性验证。其次,以 压力峰值、相位和空腔出现时间的计算精度对比分析两种模型的计算精度。然后,采用 1D-DVCM 模型计算了不同水温下管道的空腔体积变化。最后基于整体能量分析方法, 研究不同水温情况下空腔体积对管道能量转换和耗散的影响规律。

### 3.1 模型准确性验证

#### 3.1.1 算例数据

采用文献<sup>[47]</sup>中不同温度情况下的粘弹性管道气液两相瞬变流实验数据来对 1D-DVCM 模型和 2D-DVCM 模型进行准确性验证。文献<sup>[47]</sup>中不同水温下的气液两相和纯液相实验数据来自于一个简单的蓄水池-管道-阀门系统,实验数据用以研究模型在有无空腔的情况下瞬变流压力波动的影响规律。如图 3-1 所示,该系统由总长度为 43.1m、内径为 45.8mm 和壁厚为 4.2mm 的低密度聚乙烯管组成。实验通过加热和水温控制装置对水箱中流体加热,从而进行不同温度下的末端关阀实验,关阀时间 12 ms,三个高精度压力传感器安装在管路的上、中、下游,记录瞬变流压力。具体的实验参数见表 3-1和表 3-2。



图 3-1 实验装置示意图

温度	初始压力	初始流速	运动粘度	雷诺数	体积模量	密度
(°C)	(×10 <sup>5</sup> Pa)	(m/s)	$(\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s})$	(Re)	(×10 <sup>9</sup> Pa)	(kg/m <sup>3</sup> )
13.8	2.99	1.27	1.17	45155	2.14	999.3
25	2.99	1.27	0.892	59229	2.24	997.1
31	2.99	1.27	0.784	67389	2.27	995.3
38.5	2.99	1.27	0.675	78270	2.29	992.6

表 3-1 气液两相瞬变流实验的基本参数

温度	初始压力	初始流速	运动粘度	雷诺数	体积模量	密度
(°C)	(×10 <sup>5</sup> Pa)	(m/s)	$(\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s})$	(Re)	(×10 <sup>9</sup> Pa)	(kg/m <sup>3</sup> )
13.8	1.06	0.49	1.17	17 422	2.14	999.3
25	1.07	0.55	0.892	25 650	2.24	997.1
31	1.07	0.57	0.784	30 245	2.27	995.3
38.5	1.06	0.56	0.675	34 513	2.295	992.6

表 3-2 纯液相瞬变流实验的基本参数

#### 3.1.2 模型参数确定

本节使用 DVCM 结合不同摩阻模型模拟了在不同温度下的粘弹性管道气液两相瞬 变流压头变化并与文献<sup>[47]</sup>的实验结果进行比较。摩阻模型分别是无摩阻模型(NF), 一维拟稳态摩阻模型和准二维摩阻模型。为保证数值模拟的准确性,需选择合适的模型 参数,如网格数和计算空腔体积权重系数。所以在本节研究了不同网格尺寸对 1D-DVCM 和 2D-DVCM 模型的影响。根据文献<sup>[10]</sup>建议,空腔的最大长度应小于每个计算 部分长度的 10%。因此,对于 1D-DVCM 和 2D-DVCM 模型,本文考虑的轴向网格数为 50、100、200 和 300。此外,在 2D-DVCM 中考虑的径向网格数为 20、40、60、80 和 100。

由于均方根误差(RMSE)相对于标准差具有对测量数据中的极值更敏感的特点,能 够更好的反映模拟压力与实验压力的拟合程度,显示数值和实验结果之间的偏差。较小 的 RMSE 值意味着数值结果和实验数据的压力峰值具有良好的一致性。因此本文的网格 敏感性分析通过研究每个网格配置计算的均方根误差作为计算值和实验值之间的差异。

均方根误差(RMSE)的数学表达形式如下:

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{m} (P_{exp} - P_{mod})^2}{m}}$$
(3-1)

式中  $P_{exp}$  —— 实验测得阀门处压力 (Pa);

 $P_{\text{mod}}$  —— 模型计算得到的阀门处压力 (Pa);

*m* —— 网格个数。

图 3-2 为四种温度下,使用不同 N<sub>x</sub>和 N<sub>r</sub>值的 2D-DVCM 计算的 RMSE。当 N<sub>x</sub>不变时,随着 N<sub>r</sub>的增大,RMSE 值有略微减小的趋势,但差异可以忽略,尤其是在 13.8℃和 25℃时,N<sub>r</sub>的变化对压力曲线几乎没有影响。此外,在 13.8℃时,RMSE 值明显随着 N<sub>x</sub>的增大而增大,在其他温度情况下 RMSE 值随着 N<sub>x</sub>的增大也有相同的变化趋势, 但增大的趋势减缓,尤其是在 25℃和 38.5℃时,RMSE 值随着轴向网格数的增加几乎不变。 图 3-3 为 1D-DVCM 在不同温度下对于各个网格数的 RMSE 值。同样的, 1D-DVCM 模型在不同温度下随着 N<sub>x</sub>值的增大, RMSE 值逐步增大,也就是说,网格数越 大,模拟精度反而降低,此外,对比不同水温的模拟结果可以看出,在 13.8℃时, RMSE 值最大, 38.5℃时最小,也就是说,随着温度升高,模拟精度更好。所以最终决 定在 1D-DVCM 和 2D-DVCM 中轴向网格数均设置为 50,权重系数 Ψ=1, 2D-DVCM 径 向网格数设置为 80。

除此之外,对空腔体积计算相关的权重系数Ψ值进行了校核。图 3-4 为四种温度下 2D-DVCM不同Ψ值的压力曲线,Ψ值取值范围一般为 0.5~1 之间,该图对比了不同Ψ值 的模拟结果,可以发现得出不同Ψ值对模拟结果影响非常小,因此,本文取Ψ=1。



图 3-2 不同温度下 2D-DVCM 关于不同网格数值的 RMSE 值



图 3-3 拟稳态 DVCM 对于不同网格数的 RMSE 值



图 3-4 不同温度下 2D-DVCM 不同权重系数 Ψ的压力曲线

#### 3.1.3 摩阻模型选取

图 3-5 为 1D-DVCM 和 2D-DVCM 模拟数值的 RMSE 值,从图 3-5 中可以看出,两者的计算数值与实验数据的拟合程度较好,总体差距在 5%以内,而且随着水温的增

加,1D-DVCM的模拟数值与实验数据的拟合程度更好。除了 RMSE 值外,实验压力和 模拟压力的对比能够更好的观察出三种模型模拟结果的差异,图 3-6 为四种水温下 1D-DVCM,NF-DVCM,2D-DVCM 模拟结果和实验结果的压力波动对比。可以发现在四 种温度下,1D-DVCM、2D-DVCM 模型在压力波动的峰值和相位方面(有很强的相似 性)都能与实验结果拟合的较好。1D-DVCM 和 2D-DVCM 模型模拟的第一个压力波的 峰值除了在 13.8℃时与实验数据有 0.2bar 的差别外,在其他三种温度下都和实验数据拟 合的非常好。在后面的压力波中 2D-DVCM 相比于 1D-DVCM 在第二个和第三个波峰处 总是低于实验曲线。此外,这两种模型的模拟的相位与实验数据相比有轻微滞后,这一 点在 31℃和 38.5℃时的压力曲线对比图中可以观察的到。



图 3-5 1D-DVCM 和 2D-DVCM 模拟数值的均方根误差

除此之外, RMSE 值并不能完全代表计算结果的准确性。除了压力峰值外, 压力波动的形状、空腔形成和溃灭时间也是描述模拟得到的瞬态空化流动是否准确的重要指标。为此,将 1D-DVCM 和 2D-DVCM 模型计算的空腔形成时间与相应的实验数据进行了比较。通过定义参数 *t<sub>cav</sub>* 对空腔形成时间进行定量分析,以估计模型的模拟结果与实验数据的一致性程度。

参数t<sub>cm</sub>的定义如下:

$$t_{cav} = \sum_{i=1}^{n} \frac{\left| t_{cavi} \right|}{n} \tag{3-2}$$

$$t_{cavi} = \frac{t_{in} - t_{ie}}{t_{ie}} \times 100\%$$
(3-3)

式中  $t_{ie}$  —— 实验数据中第 i 个空腔的形成时间 (s);

 $t_{in}$  —— 数值结果中第 i 个空腔的形成时间(s)。

从公式(3-2)和公式(3-3)可知, t<sub>cav</sub>值越小,表示在空腔形成时间的预测上数值结果 与实验结果的差异越小。图 3-7 为不同温度下,三种摩阻模型对于预测空腔形成时间的 精确度比较。从该图中可以看出,2D-DVCM的计算结果相比 1D-DVCM 的计算结果更 接近实验结果,但二者之间的差距在 3%以内。并且随着温度的升高,三种模型对于空 腔形成时间模拟的精确度也都随之提高。



图 3-7 不同温度下三种摩阻模型对应的的 tcav 值

## 3.2 基于整体能量分析的气液两相瞬变流研究

在粘弹性管道气液两相瞬变流中,压力变化受到各种因素的影响,比如,空腔的产 生,水温的变化等。但是压力研究是针对管道内某一位置的瞬态压力信号收集,可以用 来反应一部分的管道特性,却没有提供关于整个管道的全面信息,尤其是无法表征对于 整个瞬态历程都有影响的粘弹性、摩擦、动能和内能变化等因素。基于此,为对管道整 体状态有所研究和评估,本章便引入了整体能量分析,通过对比纯液相和气液两相两种 情况在不同水温下的不同能量项的变化,探究空腔体积对各项能量之间相互转化的影 响。

#### 3.2.1 整体能量分析方法

在管道系统中能量的变化与转化是产生压力波动的本质原因,因此量化表达各项的 能量变化可以更深层次的理解管道瞬变流压力波动过程。整体能量分析方法可用于计算 整个管道内部摩阻项和管道粘弹性项所引起的能量耗散和延迟现象,加深对粘弹性管道 瞬变流压力波动本质的认识。本节比较了瞬态无空化流动和空化流动中不同能量项的变 化,采用整体能量分析的方法研究了空腔体积和水温对能量转换和耗散的影响。管道系 统内的能量方程可以通过对连续性方程和动量方程的积分得到,一维拟稳态摩阻模型的 瞬态流动能量方程可由下面方式求得<sup>[52~54]</sup>:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{a^2}{gA} \frac{\partial Q}{\partial x} + 2\frac{a^2}{g} \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t} = 0$$
(3-4)

$$gA\frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\pi D}{\rho}\tau_{w} = 0$$
(3-5)

将公式(3-4)乘以压头 *H*,公式(3-5)乘以流量 *Q*,并在 0-*L* 上乘以 *dx* 进行积分,可得到:

$$\frac{d}{2dt}\int_{0}^{L}H^{2}dx + \int_{0}^{L}H\frac{\partial Q}{\partial x}dx + \frac{2a^{2}}{g}\int_{0}^{L}H\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}dx = 0$$
(3-6)

$$\frac{\partial}{2\partial t} \int_{0}^{L} Q^{2} dx + gA \int_{0}^{L} Q \frac{\partial H}{\partial x} dx + \frac{\pi D}{\rho} \int_{0}^{L} Q \tau_{w} dx = 0$$
(3-7)

公式(3-6)和(3-7)中
$$\int_0^L H \frac{\partial Q}{\partial x} dx$$
和 $\int_0^L Q \frac{\partial H}{\partial x} dx$ 存在如下关系:  
$$\int_0^L Q \frac{\partial H}{\partial x} dx = -\int_0^L H \frac{\partial Q}{\partial x} dx + Q(L,t)H(L,t) - Q(0,t)H(0,t)$$
(3-8)

联立公式(3-6)~(3-8),一维管道能量方程表示为:

$$\frac{dM}{dt} + \frac{dG}{dt} + D_f + W_R + W_L = 0 \tag{3-9}$$

式中 M --- 系统的弹性能 (J);

$$D_f$$
 —— 总摩擦耗散率 (J/s);
$W_R$  —— 管道粘弹性引起的能量变换率 (J/s);

 $W_L$  —— 管道边界输入和输出功率 (J/s)。

公式(3-9)中,各项能量的计算表达式为:

$$D_f(t) = \frac{4}{D} \int_0^L \tau_w(x,t) Q(x,t) dx$$
(3-10)

$$W_{R}(t) = 2A\rho g \int_{0}^{L} H(x,t) \frac{\partial \varepsilon_{r}}{\partial t} dx$$
(3-11)

$$M(t) = \frac{\rho g^2 A}{2a^2} \int_0^L \left[ H(x,t) - H_0 \right]^2 dx$$
(3-12)

$$G(t) = \frac{\rho}{2A} \int_{0}^{L} Q^{2}(x,t) dx$$
(3-13)

$$W_{L} = \rho g \left[ H(L,t)Q(x,t) - H(0,t)Q(0,t) \right]$$
(3-14)

## 3.2.2 空腔体积随水温的变化

为探究空腔体积对各项能量之间相互转化的影响,需要考虑粘弹性管道中空腔体积 随水温变化的规律。DVCM 模型假设当管道中压力降到液体饱和蒸汽压时,液体会变成 蒸汽析出,聚集在管道中形成空腔,而温度会影响液体的饱和蒸汽压,温度升高,液体 蒸汽压减小,因此对于气腔的产生和持续时间等方面有直接影响。

表 3-3 为不同温度下蒸汽空腔体积的变化。根据表 3-3 可以看出,随着粘弹性管道 水温的不断增加,蒸汽空腔出现时间越来越晚,蒸汽空腔的持续时间也在不断减少,阀 门末端出现的最大蒸汽空腔的体积也在不断的减小。图 3-8 为不同温度下空腔体积变化 图。从该图中可见,水温越高,所产生的蒸汽空腔总体积也越来越小。主要原因是随着 温度的升高,管壁的粘弹性增加,因此波速、压力波通过的次数和最大压头都有所降 低,从而减少了空化时间。



图 3-8 不同温度下的空腔体积

温度	蒸汽空腔出	蒸汽空腔	最大蒸汽空腔	最大蒸汽空	最大蒸汽空
(°C)	现时间	持续时间	体积	腔所占比例	腔出现时间
	(s)	(s)	$(10^{-5}m^3)$	(%)	(s)
13.8	0.392	0.546	2.08	1.46	0.922
	1.439	0.18			
25	0.493	0.495	1.487	1.05	0.976
31	0.552	0.467	1.192	0.84	1.008
38.5	0.706	0.38	0.594	0.42	1.079

表 3-3 不同温度下蒸汽空腔体积的变化

## 3.2.3 空腔对管道瞬变流能量变化的影响

图 3-9 为不同温度下纯液相管道瞬变流动能和弹性能的能量变化。该图中每个点均 表示各时刻管路系统中的能量状态。当阀门关闭瞬态开始后,流体的动能迅速降低并开 始向弹性能进行转换,并且受管壁摩阻耗散、管道粘弹特性以及流体流态和管道边界的 综合影响形成此曲线,该曲线从 A 点 t=0 时刻开始,以锯齿型向原点衰减。在图 3-9 可 以看出,温度改变并不影响能量图的基本形状,温度升高,能量曲线仍然呈现锯齿状, 研究表明,能量图的形状更多的受激励影响,如首末端阀门启闭等。





瞬态开始时,即点A处,动能占据主导地位,此时动能能量最大,但弹性能并不为 0,只是此时弹性能较小,在图中不易显示(图 3-9(d)中可以看出)。然后随着瞬态 开始,动能开始向弹性能转化,为了更好的评估动能和弹性能之间的能量变化,这里提 出转化比例这一概念。定义转化比例为最大弹性能和最大动能之比,同时,转化比例也 体现在图中锯齿形波的倾斜角度上,角度越大,动能向弹性能转化的比例越高,反之越 小。转化比例越小,代表能量耗散越多,系统中保留的能量越少,这与 Pan 等<sup>[50]</sup>的研究 是一致的。转化比例随着时间有减小的趋势,但并不明显,但受温度影响较大,可以明 显看出温度越高,转化比例越小,主要是由于温度的升高,使得管道的粘弹性能增加, 可以更好的储存和消耗能量,从而系统中的能量耗散增加。

图 3-10 为产生空腔时,管内流体的动能和弹性能的能量变化曲线。流体的动能向 弹性能转化比例和能量耗散随温度变化的规律和在纯液相中一致。不同的是,蒸汽腔的 存在对管道中的能量变化产生了较大的影响。空腔部分的能量转化由红色线条标出,从 图 3-10 (a)可以发现,空腔的存在(约 0.5s~1s)会改变原有的曲线趋势,使动能向弹 性能的转化急剧减小,随着空腔的增长,转化比例还在不断降低,在空腔最大时即 M 点,对能量转化影响最大,且在空腔破灭时,能量变化更为复杂和紊乱,在该图中体现 M-P 段为不规则波动形变化。从图 3-10 (a~d)对比可知弹性能空腔体积越大动能向弹 性能的转化越低,即能量耗散的越多。纯液相不同温度转化比例分别为 31.69%、 22.29%、15.96%、12.33%,有气腔时不同温度转化比例分别为 22.43%,19.53%, 17.236%,14.29%。从不同水温的流体的动能和弹性能的转化比例可以看出,温度升 高,转化比例都有所减小。

另外对比图 3-9,图 3-10 中初始时刻,即 A 点的动能大小,可以得知,初始流速越 大,初始动能越大,温度的变化几乎不影响初始动能的大小。另外,弹性能为流体和管 道之间耦合所产生的能量,所以初始流速越大,初始时刻的弹性能越大,这在图 3-9 (d)中红色线圈部分和图 3-9、图 3-10 其他图中相对应部分可以体现。





图 3-10 发生空腔时动能和弹性能之间的转化

图 3-11 为 13.8℃纯液相和气液两相动能弹性能做功变化对比。从图 3-11 中弹性能 和动能数值大小可以看出,动能和弹性能之间不是互相转化的,弹性能无法随时间转化 成比它数值更高的动能,考虑了其他能量项,动能的能量更多的是从管道两端获取。其 次通过图 3-11 两图的对比可以发现,纯液相的动能和弹性能之和是均匀耗散的,而有 气腔时,耗散要快的多,特别是在空腔段也就是 0.5-1s 之间。此外,能量耗散的快慢也 能体现在图 3-9 图 3-10 中锯齿波的个数或者说图形的疏密程度上,耗散越快,锯齿波的 个数越少(图形越稀疏)这和图 3-11 中的结论也是一致的。



图 3-11 13.8℃纯液相和气液两相动能弹性能做功变化对比

图 3-12 为 HDPE 管道产生空腔时,不同温度下的弹性能和动能做功功率对比图。 从图 3-12 中可以看出当动能快速减少时,弹性能迅速增加,且弹性能和动能的峰值和 波谷总是同时出现的,也就是当弹性能做功最大时,动能此时做功最小,这也从另一个 角度证明了上述图中所呈现的弹性能与动能总是相互转化的规律。随着温度的升高,图 3-12 中的动能和弹性能做功的最值(指绝对值)都有所减小,在 13.8℃~38.5℃时,弹 性能最值减少了 58%左右,而动能的最值则减小了 36%左右。此外,随着水温的升高可 以发现,动能和弹性能最值出现的时间在不断延后,且水温越高能量波动的整体幅度越 小,这是因为水温增加,管道粘弹性增加,增加了管道内的能量耗散,也就是水温越 高,对能量的耗散越多,压力也会衰减的更快,管道内的整体波动相对于较低温度时也 会趋于平缓。另外图中动能弹性能为负值主要是在瞬变流中,在流速和压力快速变化 时,会出现回流现象,导致此时动能和弹性能做功为负值。



图 3-12 不同水温下气液两相中动能弹性能做功功率变化对比

### 3.3 本章小结

本章基于文献中粘弹性管道气液两相瞬变流实验数据,对 1D-DVCM 和 2D-DVCM 模型进行了参数分析和模型准确性分析。基于整体能量分析方法,研究了不同水温下纯液相和气液两相的能量转换和耗散,以及水温和空腔对于能量变化的影响规律,结论如下:

(1) 1D-DVCM 模型和 2D-DVCM 模型都能很好的模拟出实验压力的峰值和空腔 持续时间,且对空腔持续时间的模拟精度相差在 3%以内,因此在粘弹性管道瞬变流气 液两相的模拟中 1D-DVCM 模型可以代替 2D-DVCM 模型。

(2)通过对文献数据进行数值计算可知,随着水温的增加,LDPE 管道中空腔体积 是持续减小的。

(3)基于整体能量分析方法,对整个管道的纯液相和气液两相瞬变流能量变化进行分析。结果发现,随着水温的增加,动能和弹性能的转化比例总是随着水温降低的, 表明水温的增加使得能量耗散增多。

(4)空腔存在时,会使能量之间的转换变得紊乱,而且空腔产生时,动能和弹性能急剧降低,空腔体积越大,对能量的耗散也就越多,空腔溃灭时时整体能量变化最复杂的时刻。

## 4 粘弹性管道压力波动的影响规律实验研究

为了研究不同水温和流速下的粘弹性管道气液两相瞬变流压力变化规律,本文搭建 了 HDPE(High Density Polyethylene)管道气液两相瞬变流实验台,研究不同水温和流 速情况下,粘弹性管道气液两相瞬变流压力峰值和空腔持续时间变化的影响规律。

## 4.1 实验台简介

粘弹性管道气液两相瞬变流实验台原理图,如图 4-1 所示。粘弹性管道实验系统包括 2 个不锈钢水箱,3 个并联的利欧变频水泵,1 个流量计,1 个快关电磁阀,3 个高精度压力传感器(分别位于管道前端、中端和末端)和1 个压力罐组成。主管道为HDPE,两个活接之间为实验管道,实验管道为 HDPE,管径为 DN20,管长 30m,壁厚3mm。管道系统总长约为 37.8m。



图 4-1 粘弹性管道瞬变流实验台原理图

在实验管道系统的首端和末端分别设置水箱,两个水箱的尺寸均为1.2m×1.2m× 1.2m,容积约为1.7m<sup>3</sup>,材质为不锈钢,水箱的出水口和入水口管径均为DN50。在两 台水箱中分别设置有加热装置和测温计,加热装置为加热快,耐腐蚀,热效率高,不易 损坏,使用寿命较长的不锈钢管法兰隔爆密封性电加热管,通过控制台控制加热器的加 热量来改变水箱和管道系统中流体温度,测温计用于实时检测水箱内流体温度,加热器 和测温计实物图见图 4-2(h)。两个水箱之间通过两根管径为DN80 的管路连接,主要用 于水箱内流体交换,从而保持两个水箱中的水位恒定和水温一致,水箱实物图如图 4-2 (g) 所示。

在实验管路系统中,由变频水泵负责供水和提供初始压力,并联的水泵通过一根管 径为 DN50 的管路与水箱连接,水泵出口管径为 DN32,通过控制台改变水泵的频率从 而控制管道系统中初始流速和初始压力。变频水泵的工频为 50Hz,额定扬程为

57mH<sub>2</sub>O,实验的最大流量在 3.2~3.5m<sup>3</sup>/h 之间。但在调节频率改变流量时,变频器会产 生电磁干扰,尤其是在接近工频时,扰动更加严重,对采集卡采集的数据造成严重影 响,因此在采集卡线路上设置滤波装置以减少变频器对所采集数据的影响,水泵实物图 见图 4-2(a)。



(a) 压力传感器实物图



(b) 流量计实物图



(c) 电磁阀实物图



(d) 压力罐实物图



(e) 水泵实物图



(f) 控制台实物图



(g) 水箱实物图



(h) 加热器和测温计实物图

图 4-2 实验台实物图

温度计、流量计和压力传感器所采集的实验数据通过计算机存储。采集卡为北京思 迈科华技术有限公司生产的 USB-1252 采集卡,该采集卡具备 16 个模拟输入通道,最 高采样率达 500kS/s。实验台中高精度压力传感器型号为 HM90-H1-2-V2-F2,该型号的 压力传感器固有频率较高,响应频带宽,上升所需时间短,常用于军事、工程中,可以 满足实验测量瞬变流压力波动的需求。

气液两相瞬变流激励装置为前端瞬时关阀,通过控制台中来完成阀门的开启和关闭,本实验选用快关电磁阀,快关电磁阀的该阀门为丹佛斯公司生产,型号为 EV210B,阀门口径为 DN20,在气液两相瞬变流实验中关阀时间约为 0.4~0.7s,阀门和 控制台实物图见图 4-2(c)和(f)。其他实验设备实物图参考图 4-2,实验设备的详细参数 如表 4-1 所示。

编	名称	数量	型号	参数
号				
1	水箱	2		1.2m×1.2m×1.2m
2	加热器	2	法兰隔爆密封	额定功率 9kW
			性电加热管	
3	水泵	3	利欧 YS3-90S-	额定功率 1.5kW,
			2	额定流量 4m <sup>3</sup> /h
4	流量计	1	麦克	测量范围 0-2m³/h,仪
			STLD25031111	表精度±0.25%FS
			GCB	
5	首端快关阀	1	丹福斯	DN20,最大承压
			EV210B 常闭	30bar,关阀时间
			式	0.4s
6	高精度压力	2	НМ90-Н1-2-	测量范围:
	变送器		V2-F2	10~120(240)mH20,
				输出电压 0~5V DC
				仪表精度±0.25%
				FS
7	压力罐	1		体积为 500L
				最大承压 0.8MPa

表 4-1 设备参数

## 4.2 实验方案

本实验台可以通过调节管道系统中阀门的开闭策略,来完成不同边界条件下的气液 两相瞬变流实验。

工况 1,打开水泵,水泵从水箱抽水实现有压供水,阀门 1,3 开启,阀门 2,4 关闭,有压水经过管路流入水箱,在流量稳定时,关闭阀门 1,便可实现水泵-阀门-水箱实验。

工况 2, 打开水泵, 水泵从水箱抽水实现有压供水, 阀门 1, 2 开启, 3, 4 关闭, 实现水泵-阀门-压力罐气液两相瞬变流实验。

工况3,在压力罐有水有压状态下,开启阀门1,3,4,实现压力罐-阀门-水箱气液

36

两相瞬变流实验。

通过改变水泵的运行频率,分别在30、36、42、和工频(50Hz)下完成不同流速 情况下的气液两相瞬变流实验以对比流速对于空腔持续时间和压力峰值的影响。

通过加热器改变管道系统内部流体温度,分别完成水温为20、25、30、35、和 40℃的气液两相瞬变流实验以分析水温对粘弹性管道气液两相压力的影响规律。为保证 温度恒定,在管道及水箱上铺设保温层,使用加热器将水箱内流体加热至所需温度后, 稳态运行 30 分钟,待整个管道系统内温度稳定后进行瞬变流实验。

工况序号	初始压力(m)	流量(m <sup>3</sup> /h)	流速(m/s)	雷诺数
1	15.85	1.9	1.68	33366
2	24.7	2.3	2.03	40317
3	34.7	2.7	2.39	47467
4	50	3.2	2.83	56206

表 4-2 泵-水箱工况下 20℃不同初始流速的实验基本参数

		表 4-3 泵-水箱工资	2下不同温度实验基2	本参数	
水温	流速	雷诺数	运动粘度	体积模量	密度
(°C)	(m/s)		$(\times 10^{-6} m^2/s)$	(×10 <sup>9</sup> pa)	$(kg/m^3)$
20	1.68	33366	1.02	2.22	999.3
25	1.68	37484	0.91	2.24	997.1
30	1.68	41795	0.78	2.25	996.4
35	1.68	46226	0.71	2.27	994.2
40	1.68	50810	0.65	2.29	992.1

通过上游电磁阀瞬时关闭作为瞬变流激励,完成了 HDPE 管道的气液两相瞬变流实 验。表 4-2 为 HDPE 管道在不同流速下的气液两相瞬变流实验基本参数。表 4-3 为 HDPE 管道在不同温度下的实验基本参数。泵-阀门-水箱边界条件下时,在上述5组温 度下完成4组频率的气液两相前端关阀实验,每组实验重复3次。在泵-压力罐时,因 为压力罐冲压特性,流量小的情况下,末端压力罐的压力变化不明显,因此只采取 40Hz 和工频,对压力罐冲压,对比末端压力变化时,空腔和压力的变化。在 16℃和 18℃时采用 40Hz 和工频冲压,在 25℃、30℃、35℃、40℃时使用工频冲压,每组实验 重复3次。在每次泵-压力罐冲压结束后可完成压力罐-水箱实验,此时压力罐供水和提 供压力,随之压力递减,直至不再产生气腔,同样每组实验重复三次。

### 4.3 压力波动的影响规律研究

根据所得粘弹性管道气液两相前端关阀瞬变流实验数据,分析不同工况下的压力波动。探究在不同工况下,流速和水温对峰值,压力衰减和气腔持续时间,气腔发育情况 等各方面的影响。

### 4.3.1 高雷诺数下的压力波动变化规律

为研究粘弹性管道气液两相瞬变流实验中不同流速下首个压力峰值的变化情况,采用峰值的平均增长速率(Average Growth Rate ) $r_{H}$ 来进行量化,平均增长率的表示方法如下:

$$r_{H} = \left| \frac{H_{v2} - H_{v1}}{H_{v1}} \right| \times 100\%$$
(4-1)

式中  $H_{v_2}$  —— 流速为 $v_2$ 时的峰值 (mH<sub>2</sub>O);

 $H_{v_1}$  \_\_\_\_ 流速为 $v_1$ 时的峰值(mH<sub>2</sub>O)。

图 4-3 为在水温为 20°C时不同流速下的 HDPE 管道气液两相瞬变流的实验压力曲 线。图 4-4 为 20°C时 HDPE 管道 1.68~2.83m/s 的峰值变化图。从图 4-3,图 4-4 中可以 看到,随着流速的增加,压力波首个峰值在不断变大。在 1.68m/s 增加至 2.83m/s 时,随着流速的增加,流速为 2.83m/s 时的峰值相比流速为 1.68m/s 时增加了 37.3%左右。在 1.68m/s, 2.03m/s, 2.39m/s 时首个压力峰值分别为 23.45mH<sub>2</sub>O, 25.34mH<sub>2</sub>O 和 29.53mH<sub>2</sub>O,相比初始速度为 1.68m/s 的压力峰值,在 2.03m/s, 2.39m/s 时的峰值分别 增加了 3.97mH<sub>2</sub>O 和 4.05mH<sub>2</sub>O。而从图 4-3 (b)和 4-4(a)中可以看出,而当初始流速从 2.39m/s 增加至 2.83m/s 时,压力峰值却从 29.53mH<sub>2</sub>O 升高至 30.44mH<sub>2</sub>O,仅增加了 0.91mH<sub>2</sub>O。



(a) 1.68~2.83m/s





多组重复实验表明,在 HDPE 管道气液两相瞬变流中,前端阀门关闭时能够产生的 最大压力峰值并不是随着流速的增大一直均匀增加的,而是呈现先快速增加而后增长速 度放缓的趋势,尤其是接近水泵工频时,最大压力峰值增加十分缓慢,并且逐渐稳定在 30mH<sub>2</sub>O 左右。从图 4-4(b)中可以看到 HDPE 管道当流速在 2.03m/s~2.39m/s 时,是 峰值增长最快的时候,此时峰值增长了 16.6%左右。因此在实际管路运行过程中产生水 锤时的最大升压,流速并不是需要考虑的唯一因素。

此外,从图 4-4 可以看出随着流速增加,首个峰值逐渐增大,第三个峰值却基本不变,因此压力衰减是随着流速增大而逐渐增加的。在相同时间内,1.68m/s,2.03m/s,2.39m/s,2.83m/s时的压力衰减(第一个峰值与第三个峰值的差值)分别约为 8mH<sub>2</sub>O、15mH<sub>2</sub>O、20mH<sub>2</sub>O、25mH<sub>2</sub>O。从图 4-4 中可以看出,第三个峰值稳定在 14mH<sub>2</sub>O,几乎不随着流速的增加变化,后续的压力波动在不同流速下也表现的十分相似,而第三个峰值则是在第二个空腔溃灭之后出现,这表明气液两相的剧烈压力衰减的区别主要体现在 0~1s 的时间内,也就是有空腔形成和溃灭的时间段,空腔不再产生后,压力波动则趋于相似。







(b) 不同流速的最大峰值增长率

#### 图 4-4 HDPE 管道在不同流速下的压力峰值

除了分析峰值随着流速的变化情况,对空腔的持续时间随着流速增大的变化趋势也做了研究。为更好量化空腔持续时间随着流速的变化,提出空腔增长率 *L<sub>t</sub>*的概念,用来表示不同初始流速下的第一个空腔的持续时间变化情况。空腔增长率的计算公式如式(4-2)所示:

$$L_t = \left| \frac{t_b - t_a}{t_a} \right| \times 100\% \tag{4-2}$$

式中  $t_b$  —— 流速为 b 时空腔的持续时间 (s);

 $t_a$  —— 流速为 a 时空腔的持续时间(s)。

图 4-5 为 20℃下 HDPE 管道空腔的持续时间随着流速增大的变化趋势。图 4-6 为 HDPE 管道空腔的持续时间随着流速的增长率。由图 4-5 可以看出,随着流速的增加, 第一个空腔和第二个空腔的持续时间都在增加,但是第一个空腔的持续时间随着流速增 加的增长幅度要明显比第二个空腔大。但从图 4-6 可以看出,虽然第一个和第二个空腔 持续时间都随着流速增大而增加,但第一个空腔的持续时间由 1.68m/s 时的 341ms 增加 大至 2.83m/s 时的 548.5ms,空腔持续时间的增长率为 60.85%,而第二个空腔持续时间 由 1.68m/s 时的 105ms 增加至 2.83m/s 时的 199ms,空腔持续时间的增长率为 89.52%, 在流速 1.68m/s~2.83m/s 时,虽然第一个空腔的持续时间随着流速增长增加的更多,但 第二个空腔持续时间增长率更大。



图 4-5 HDPE 管道在不同流速下的空腔持续时间



图 4-6 HDPE 管道在不同流速下的空腔增长率

从上文分析已知,空腔的持续时间随着流速增大而增加,流速增加管道内的压力波 动也更为剧烈,在关阀后,是否能更快的产生空腔,基于此,定义当关阀后压力为零降 至饱和蒸汽压这段时间为空腔产生前期的发育时间,即图 4-3(a)中红色方框部分。结果表明,当流速从 1.68m/s 增加至 2.83m/s 时,空腔产生前期所需的发育时间分别为 86ms、73.5ms、59ms 和 49ms,分别加快了 14.5%,19.7%,17%,这表明空腔持续时间 不仅随着流速增大,而且空腔产生时所需的发育时间减少,也就是空腔产生的更快,管 道的压力变化也更加剧烈。



图 4-7 不同流速下的空腔产生前期发育时间

### 4.3.2 不同水温下的压力波动变化规律

图 4-8 是流速为 1.68m/s 情况下不同温度的 HDPE 管道气液两相瞬变流实验压力曲 线图,当阀门关闭时,管道中压力降到液体饱和蒸汽压时,液体就会变成蒸汽析出,聚 集在管道中形成空腔,图中红色圈内为不同温度下产生空腔的压力。表 4-4 为 HDPE 管 道不同温度的饱和蒸汽压由于水温会影响液体的饱和蒸汽压,温度升高,水的饱和蒸汽 压增大,气腔出现的压力绝对值也就越小,因此水温对于峰谷和气腔的产生与持续时间 等方面有直接影响。

夜 4-4 IIDFL 自迫个问	可偏反的地位常识还
水温	饱和蒸汽压
(°C)	(mH <sub>2</sub> O)
20	-9.89
25	-9.82
30	-9.71
34	-9.57
40	-9.40

表 4-4 HDPE 管道不同温度的饱和蒸汽压



图 4-8 HDPE 管道不同温度的压力曲线图

图 4-9 为 HDPE 管道在流速为 1.68m/s 情况下压力峰值随着水温的变化曲线。相对 于峰值随着流量的增加而增大,峰值随着温度的上升而逐渐减小的,从图 4-9 中可以看 出,三个峰值都是随着水温呈现明显的线性下降趋势,这主要是由于温度升高,管道粘 弹性增加,管道内储存和消耗的能量增加,因此削减了峰值。



图 4-9 HDPE 管道峰值压力随温度的变化

图 4-10 为 HDPE 管道在流速为 1.68m/s 情况下峰值出现时间随温度的变化。从图 4-10 中可以明显看出,随着温度和管道粘弹性的增加,峰值 1 出现时间分别 1.21s, 1.27s, 1.3s, 1.31s, 1.34s,压力波峰值出现时间越来越滞后,且随着时间的增加,滞后的时间也越长,延迟现象也更加明显。峰值 2 和峰值 3 也随着水温的增加,呈现同样的规律,并且从图 4-10 中可以看出,三个峰值的延迟现象基本相同。



图 4-10 HDPE 管道压力峰值出现时间随温度的变化



图 4-11 HDPE 管道空腔持续时间随温度的变化

图 4-11 为 HDPE 管道在流速为 1.68m/s 情况下空腔持续时间随着温度的变化。从图 4-11 可以看出,在温度从 20℃~40℃时,空腔持续时间分别为 347ms, 342ms, 336ms, 327ms, 310ms,水温每增加 5℃,空腔持续时间相对应的分别减少了 1.44%, 1.75%, 2.68%, 5.19%,可以看出空腔持续时间随着温度升高而减小。从图 4-11 中和图 4-5 对比可以看出,空腔随着水温增加的变化率要远远小于随着流速的变化率,而且当水温高于 35℃时,水温对于空腔的影响才会比较明显,且当温度达到 35℃时,第二个空腔便不再产生,证明温度不但影响空腔的持续时间,还影响空腔产生的个数,虽然温度升高,饱和蒸汽压增大,但反而更不容易产生空腔。

图 4-12 HDPE 管空腔所需发育时间随温度的变化,空腔的发育时间在 20℃~40℃ 时,分别为 71ms、82.5ms、86.5ms、89ms、99.5ms,表明随着温度每增加 5℃,空腔产 生前期所需发育时间比前一温度分别增加了 16.2%, 4.85%, 3.13%, 11.80%,因此,随

43



着水温的升高,管道的粘弹性增加,因此空腔发育也越慢。

图 4-12 HDPE 管空腔所需发育时间随温度的变化

### 4.3.3 不同末端水位下的压力波动变化规律

图 4-13 是在 HDPE 管道在水温 20℃时水泵-压力罐工况下的压力波动。从图 4-13 可以看出,末端压力也在不断上升,而随着末端压力的上升,流速会相对应的有所减小。从表 4-5 可以看出末端水位对气腔的持续时间影响很大,当末端水位为 2mH<sub>2</sub>O 时,空腔持续时间为 296ms,末端水位为 5mH<sub>2</sub>O 时,空腔持续时间为 233ms,末端水位约为 10mH<sub>2</sub>O 时,空腔持续时间为 159ms,此时流速变化很小,但空腔持续时间几乎 缩减至一半,这在其他工况下是很难出现的情况。

末端水位不仅会影响空腔的持续时间,还会影响压力波动的形状。从表 4-5 可以看 出随着末端水位的上涨,首端和末端的压差逐渐减小,流速逐渐减小,此时首个峰值却 是不断上升的,与在泵-水箱时峰值压力和衰减随着流速减小而减少的规律相反,且上 升速度极快,而且已经超过了泵-水箱最大流量时的压力峰值。一般情况下,空腔持续 时间越长,空腔破灭后产生的压力峰值也越大,可此时空腔持续时间时减小的,空腔溃 灭后的压力峰值反而上升。

随着末端水位的上升,第一个峰值和第二个峰值的压力差也逐渐增大,也就是压力 衰减逐渐增大,在三种末端压力下,压力衰减分别是 4mH<sub>2</sub>O、6mH<sub>2</sub>O 和 16mH<sub>2</sub>O。这 表明在实际有压管网运行中,管网末端如果压力逐渐增加,则水锤升压要比其他情况更 大,更加危险且和末端水位不变时峰值随流速变化的规律相反,此时应当及时注意末端 的泄压,否则会影响管网的安全运行。





#### (c) 末端水位 10mH<sub>2</sub>O



表 4-5 HDPE 管道末端水位改变时的峰值和空腔变化

末端水位	前端水位	峰值1	峰值 2	空腔持续时间
$(mH_2O)$	$(mH_2O)$	$(mH_2O)$	$(mH_2O)$	(ms)
2	22	27	23	296
5	24	30	24	233
10	26	40	24	159

## 4.4 本章小结

本文设计并搭建粘弹性管道气液两相瞬变流实验台,在不同水温和管道初始流速变 化情况下进行了 HDPE 管道系统的气液两相瞬变流实验,研究了水温和初始流速的变化 对粘弹性管道气液两相瞬变流压力波动最大峰值、压力波动衰减以及空腔持续时间的影 响规律。主要结论如下:

(1)随着流速增加,HDPE管道压力峰值不断增加,在2.03m/s~2.39m/s,峰值增

长最快, 增长率为 16.6%, 在流速为 2.39m/s~2.83m/s 时, 增长率约为 3%。

(2)在空腔方面,随着流速增加,HDPE 管道空腔持续时间增长,空腔发育更快,且第二个空腔随着流速增大,空腔持续时间增加了 89.5%,而第一个空腔持续时间则增长了 60%,第二个空腔持续时间随流速变化的敏感性要高于首个空腔。

(3)随着水温升高,压力峰值逐渐降低,空腔个数减少,空腔的持续时间减少, 空腔发育变慢。

(4)末端水位不断增加时,末端水位的影响要高于流速的影响,此时峰值,空腔等随着水温和流量的变化规律则完全不同。随着末端水位不断升高,流速降低,首个压力峰值增大,峰值衰减增大,空腔持续时间却减小。

## 5 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算研究

本章使用 1D-DVCM 模型对不同水温和不同流速的粘弹性管道气液两相瞬变流实验 数据进行模拟,并基于最大峰值,空腔持续时间等多个角度对模型进行准确性验证。在 模型准确的基础上,利用模型计算了不同水温和流速下的空腔体积,探究了空腔体积随 着水温和流速的变化规律。

## 5.1 模型参数确定方法

本章基于 1D-DVCM 模型,对不同水温和流速的粘弹性管道气液两相瞬变流压力波 动进行数值计算,在计算过程中,由于波形相对于纯液相的更为复杂,所以模拟结果的 评价标准也应有所区别,基于此,提出了粘弹性管道气液两相瞬变流模型参数确定方 法。

在实验数据模拟中,波速和本构参数,它们的真实数值无法准确得知,如果使用经 验参数(或力学实验、厂家得到的参数、文献数据)代入模型中可能会出现一定幅度的 偏差,所以有必要在进行瞬变流模拟计算时对其进行校核。参数确定步骤如下:

(1)确认实验管道的管长(L)、管径(D)、壁厚(e)和流速(V),初始水位(H<sub>0</sub>)等基本物理参数。

(2)确认轴向网格数和空腔体积计算参数等模型参数,一般情况下,轴向网格数 对整体计算影响较小,根据 Bergant 和 Simpson<sup>[9]</sup>建议,空腔的最大长度应该低于每个计 算部分的 10%,所以网格数不应过大,以免造成空腔最大长度超过计算部分的 10%,一 般情况下,轴向网格数设置在 20 或者 50 左右,本章模拟过程中的轴向网格数设置为 20。空腔体积计算权重系数只影响对空腔持续时间的模拟,取值范围在 0.5~1,本文取 值为 1。

(3)基于管道瞬变流压力波动数据确定波速和蠕变参数,将数值代入模型中,因为蠕变参数一般是由粘弹性管道纯液相瞬变流压力波动数据共同确定的。

(4)由于气液两相压力波动较复杂,因此在进行模拟数值和实验数值对比时,不 能仅仅以峰值和相位为基准,此时应当首先考虑首个空腔的持续时间的计算准确度,其 次为最大峰值的模拟误差,最后为压力衰减和相位。

(5)本章认为空腔持续时间模拟精度应在 80%左右、最大峰值的模拟误差最大不 应超过 10%,压力衰减和相位用 RMSE 值评判,应当在 10 以内,以上述为评判标准, 来评价数值模拟的准确性。

(6)如果此时模拟结果和实验曲线间仍有差异,则微调基于管道瞬变流压力波动数据确定的波速,调整波速时,应当在上下20%的范围内,反复调整,直至满足准确性要求,此时校核完成。

47



图 5-1 粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算步骤

基于上述分析,波速的调整对于数值计算非常重要,波速是管道瞬变流压力波通过 管道中流体的传播速度,波速不随着初始流速和初始水温而改变,但是水温改变,波速 会相对应的有所降低,只是降低幅度较小,按照本文实验,随着水温升高,波速降低幅 度基本在 5%左右。表 5-1 为本章在不同水温和不同流速下数值计算的波速计算值。

流速(m/s)	水温 (℃)	波速(m/s)
1.68	20	370
2.03	20	370
2.39	20	370
2.83	20	370
1.68	25	367
1.68	30	353
1.68	35	341
1.68	40	330

表 5-1 不同流速和水温下波速计算值

此外,前人的研究已经证明二元件本构模型已经可以良好得表达出粘弹性管道的蠕变效应,因此在模拟时选择二元件本构模型来模拟气液两相瞬变流压力曲线。本文以粘 弹性管道纯液相瞬变流压力波动结果校核确定本构参数,见表 5-2。图 5-2 为本文数值 计算时不同水温下的粘弹性管道蠕变曲线。从该图可以看出,蠕变曲线随着水温的升高 而上升。

	私 5-2 月1月77日	血门大弛牛闩多奴		
温度(℃)	J <sub>1</sub> (×10 <sup>-9</sup> Pa <sup>-1</sup> )	$J_2( imes 10^{-9} \text{ Pa}^{-1})$	$\tau_1(s)$	$\tau_2(s)$
20	0.593	0.0388	0.0345	2.194
30	0.711	0.0486	0.0545	3.201
40	0.786	0.0674	0.0633	4.281

表 5-2 不同水温的实验本构参数





## 5.2 模型准确性分析

## 5.2.1 数值计算过程

本节根据第二章建立的有限差分方程和边界条件,即可通过编写程序进行粘弹性管 道气液两相瞬变流暂态过程的数值计算,规定管路分段数为20,计算总暂态历时为 2s,每次计算推进的时段Δ*t*=0.0041s。计算框图见图5-3。



图 5-3 粘弹性管道气液两相瞬变流计算框图

按照上述步段和时段逐步求解暂态流动数值参数,计算层次如下:

(1)输入整个运算过程中的固定常数,如管长(30m),管径(20mm),壁厚 (3.8mm),管道横截面积,波速,初始流速,初始水位等。

(2) 计算瞬态开始时各节点的初始参数即瞬态发生前的恒定参数 *Q<sub>i</sub>*和 *H<sub>i</sub>*,此时空 腔体积 *V*\*为 0, *Q<sub>ui</sub>=Q<sub>i</sub>*。

(3) 瞬态开始, 计算粘弹性项相关系数 Ak, Bk, Ck, F等, 计算公式见第二章。

(4)判断气腔是否产生,  $\overline{K}V_i^* > 0$ ,则气腔处压力等于该温度下水的饱和蒸汽压, 然后利用相容性方程公式(2-42),(2-43)计算 $Q_i^{n+1}$ 和 $Q_{ui}^{n+1}$ ,并用式(2-25)计算此时空腔体积 $V_i^{*n+1}$ 。

(5) 若 $V_i^* < 0$ ,则利用公式(2-41)计算此时压力 $H_i^{n+1}$ ,并判断 $H_i^{n+1}$ 和饱和蒸汽压的 大小,若 $H_i^{n+1} < H_v$ ,则不产生空腔,此时空腔上游流量 $Q_{ui}^{n+1}$ 和空腔下游流量 $Q_i^{n+1}$ 相等; 若 $H_i^{n+1} > H_v$ ,则按照步骤(4)计算。

(6)边界节点处的压力和流量则利用上下游边界条件核对邻接边界的的相容性方 程联立求解。

(7) 将计算所得的 $Q_i^{n+1}$ ,  $Q_{ui}^{n+1}$ ,  $H_i^{n+1}$ , 全部看作下一个时段计算的初始参数 $Q_i$  和  $H_i$ , 并重复以上步骤(3) 至(6)。

(8) 时段依次向前推移,直至所要求的瞬态过程全部算得为止。

### 5.2.2 计算数值准确性分析

根据上节计算流程,可计算不同流速和不同水温下粘弹性管前端关阀气液两相压力数值,并基于 HDPE 管道气液两相瞬变流实验数据,对比分析不同流速和水温情况下粘弹性管道气液两相瞬变流压力波动的实验数据和计算数值的拟合程度,并对其计算结果进行准确性分析。

对于粘弹性挂管道气液两相瞬变流压力波动准确性评价,应首先考虑空腔持续时间 计算结果的准确性,然后计算最大计算峰值和实验峰值的误差,最后再从整体的角度考 虑压力波动衰减和相位变化。图 5-4 为不同流速下的 HDPE 管道气液两相瞬变流的数值 计算结果和实验数据对比图,从该图中可以看出,计算结果与实验结果的吻合度较好, 特别是在第一个压力峰值和相位方面,且没有随着流速增加,准确度有所下降,但在 2.39m/s 和 2.83m/s 时计算过程中出现一些虚拟波峰,但对整体压力波动影响很小。

表 5-3 为 HDPE 管道在不同流速下的首个空腔持续时间的模拟精度,从该表中可以 看出,在 1.68m/s,2.03m/s,2.39m/s,2.83m/s 时,1D-DVCM 模型对首个空腔持续时间 的计算精度分别为 80%、83%、81%和 82%,且计算的空腔持续时间总是大于实验的空 腔持续时间,但所有流速的空腔持续时间的计算精度均在 80%左右,因此 1D-DVCM 模 型对于粘弹性管道气液两相瞬变流的空腔持续时间的计算比较准确。

51



图 5-4 HDPE 管道不同流量的实验数据模拟

除了对首个空腔的持续时间进行分析外,根据公式(3-2),公式(3-3)对 1D-DVCM 模 拟的空腔形成时间与实验数据中空腔形成时间进行了比较。图 5-5 为 HDPE 管道在不同 流速下对第二个空腔形成时间的 *t*<sub>cav</sub> 值,从图 5-5 中可以看出,对第二个空腔形成时间 的预测整体的误差不超过 10%,表明了模型在空腔方面模拟的准确性。

流速	实验空腔持续时间	模拟空腔持续时间	空腔持续时间模拟精确度
(m/s)	(s)	(s)	(100%)
1.68	0.34	0.41	80
2.03	0.43	0.52	83
2.39	0.49	0.61	81
2.83	0.55	0.67	82

表 5-3 不同流速下的首个空腔持续时间计算精度



图 5-5 HDPE 管道不同流速的 tcav值

除了空腔外,最大峰值也就是首个峰值的准确性也是在气液两相瞬变流模拟中应当 关注的问题。绝对百分比误差(Absolute Percentage Error, APE)直观地反映了峰值压 力衰减模拟的准确性。为了评估不同水温下不同流速的模拟准确性,采用 APE 值来评 价不同摩阻模型模拟峰值压力的准确性,评价方法如下:

$$APE = \frac{\left|H_{i,num} - H_{i,exp}\right|}{H_{i,exp}} \times 100\%$$
(5-1)

式中: *H<sub>i,num</sub>* —— 模拟数据中第*i*个压力峰值和谷值(m); *H<sub>i,exp</sub>* —— 实验数据中第*i*个压力峰值和谷值(m)。

图 5-6 HDPE 管道不同流速下模拟数值最大峰值与实验数据的误差分析。结合图 5-4,图 5-6 可以看出,随着流速增加,从第一个峰值来看,1D-DVCM 模型模拟的数值几 乎可以与实验数值重合,第一个峰值的计算数值和实验数据的最大压力误差分别为 1.7%,1.6%,3.7%,4.5%,都控制在 5%以内,均可忽略不计,但从第二个峰值开始, 模拟峰值总是低于实验数值,在1.3.8m/s 和 2.03m/s 时十分明显,在 2.83m/s 时则与实 验数据比较接近,但在工程实际运用当中,关阀后瞬态流动能产生的最大压力峰值是是 否能够对管道产生破坏的主要依据,因此后续的压力峰值在实际工程运用中考虑的较 小,所以本文主要分析了第一个压力峰值即最大峰值的数值模拟的准确性并认为1D-DVCM 对峰值的模拟是足够准确的。



图 5-6 HDPE 管道不同流速模拟数值最大峰值误差

由于 RMSE 值能够很好的反映出计算压力与实验结果的吻合程度,可以从数值上表明计算结果与实验结果之间的差异,RMSE 值越小意味着数值计算结果与实验数据的一致性越好。因此图 5-7 采用公式(3-1)计算了不同流速下模拟数值和实验数据的 RMSE 值,从图 5-7 中可以看出,数值结果和实验数据的吻合程度较好。



图 5-7 HDPE 管道不同流速下压力波动计算结果的 RMSE 值

对不同水温的数值计算结果的精确性评价与不同流速的计算结果准确性评价方法相同,仍然是先考虑空腔持续时间和最大压力峰值的准确性,再考虑整体压力峰值衰减以及相位。图 5-8为 HDPE 管道在不同水温下的气液两相瞬变流压力波动计算结果与实验数据的对比图。从该图中可以看出,1D-DVCM 模型可以较准确地计算首端阀门快速关闭以后的第一个空腔的产生、持续以及溃灭时间并且计算空腔溃灭以后的压力波动峰值与实验数据较吻合,同时该模型计算的压力波动的波峰衰减和相位与实验数据较相近。

表 5-4 为 HDPE 管道在不同水温下的首个空腔持续时间计算结果的精度,从该表中

可以看出,在20℃~40℃时,1D-DVCM模型对首个空腔持续时间的计算结果的准确度 分别为80%、85%、88%和82%,计算的空腔持续时间与实验结果的空腔持续时间吻合 较好。



(c) 30°C

(d) 40°C

图 5-8 HDPE 管道不同温度的实验数据与计算结果的对比

温度 (℃)	实验空腔持续时间 (s)	模拟空腔持续时 间(s)	空腔持续时间模拟精确度 (%)
20	0.347	0.41	80
25	0.342	0.40	85
30	0.336	0.38	88
40	0.310	0.38	82

表 5-4 不同温度下的首个空腔持续时间模拟精度

因为在 30℃左右时第二个空腔便不再产生,因此没有对第二个空腔的持续时间计算 结果准确度进行分析,而是直接分析了最大峰值误差和整体压力波动的计算结果的 RMSE 值。图 5-9 为 HDPE 管道不同水温的实验数据和计算数值最大峰值误差分析图, 从该图可以看出,在不同水温下,对最大峰值的计算误差 APE 分别为 1.7%、1.5%、 6.7%和 4.5%,最大误差控制在 7%以内,因此可见计算结果的最大峰值与实验数据吻合 较好。



图 5-9 HDPE 管道不同温度下压力波动最大峰值的误差分析

图 5-10 为不同水温下压力波动计算结果的 RMSE 值。从该图中可以看出,随着水 温增加,RMSE 值不断减小,这与第三章分析中 1D-DVCM 随着水温升高,模拟精度越 来越好的结论是一致的。通过上述对不同水温和不同流速的计算结果进行精确性分析可 见,1D-DVCM 模型是可以较准确地计算出粘弹性管道气液两相瞬变流压力波动最大峰 值、空腔持续时间和压力波动衰减和相位。



图 5-10 HDPE 管道不同温度下压力波动计算结果的 RMSE 值

上述数值计算是针对阀门处的压力波动,为进一步证明模型数值计算的准确性,对 管道中点处的压力也进行了数值计算,图 5-11 为不同流速和不同水温下的管道中点处 的计算的压力数值和实验数据的对比图。



图 5-11 HDPE 管道中点处实验数据与计算结果的对比

从图 5-11 中可以看出,在不同流速和不同水温情况下,数值计算的第一个压力峰 值和实验数据的第一个压力峰值拟合程度非常好,且最大峰值误差均不超过 5%,且后 续的计算压力峰值和实验数据也吻合程度要优于阀门处的数值计算精度。但在 0~0.5s 时间段内,由于阀门处空腔的产生导致管道中点处的实验数据比较紊乱,所以计算数值和实验数据的吻合程度较差。

## 5.3 流速和水温对空腔体积的影响规律

为了更全面的研究流速和水温对于粘弹性管道气液两相瞬变流压力变化的影响规律,本文对将空腔体积进行深入研究分析。图 5-12为 HDPE 管道阀门处不同流速的空腔体积,其中空腔的总体积为图中线条围成的面积。表 5-5为不同流速的空腔最大体积及出现时间。从表 5-5可以看出,随着流速从 1.68m/s 增加至 2.83m/s,空腔最大体积及出现时间。从表 5-5可以看出,随着流速从 1.68m/s 增加至 2.83m/s,空腔最大体积分别为 4.8×10<sup>-5</sup>m<sup>3</sup>、7×10<sup>-5</sup>m<sup>3</sup>和 11.9×10<sup>-5</sup>m<sup>3</sup>,当流速为 2.03m/s时,此时空腔最大体积相比流速为 1.68m/s时的空腔最大体积上升了 45.8%,当流速为 2.83m/s时,空腔最大体积相比流速为 2.03m/s时增加了 70%,此外随着流速增加,空腔最大体积出现时间也逐渐变大,分别为 0.21s、0.23s和 0.29s,当流速为 2.83m/s时,空腔最大体积出现时间相比流速为 2.03m/s时延迟了 9.5%,当流速为 2.83m/s时,空腔最大体积出现时间相比流速为 2.03m/s时延迟了 26%,这表明随着流速增大,空腔体积增大,由于气腔产生更多,使得气腔的持续时间更长,因此到达最大空腔体积的时间也在逐渐增长。



图 5-12 HDPE 管道不同流速的空腔体积

衣 3-3 个问流迷的全腔取入伴惊及出现问	表 5-5	不同流速的空腔最大体积及出现的	时间
-----------------------	-------	-----------------	----

	s) 空腔最大体	本积 最大空腔体积出现时间	] ( <u>s</u> )
	(×10 <sup>-5</sup> m	3)	
1.68	4.8	0.21	
2.03	7.01	0.23	
2.83	11.9	0.29	

图 5-13 为初始流速为 1.68m/s 时 HDPE 管道阀门处不同温度下的空腔体积。表 5-6

为不同水温下空腔体积的数值变化。从上述图表中可以看出随着温度增加,空腔最大体 积分别为4.8×10<sup>-5</sup>m<sup>3</sup>, 4.57×10<sup>-5</sup>m<sup>3</sup>, 4.36×10<sup>-5</sup>m<sup>3</sup>, 在 20℃~30℃, 空腔最大体积下降 了 4.7%,在 30℃~40℃则下降了 4.5%,可以发现,随着温度上升,空腔体积是逐步减 小的。



图 5-13 HDPE 管道不同温度下的空腔体积模拟

_	众 5-6 千円水価目工 <b>加</b> 伊尔		
-	水温(℃)	空腔最大体积(×10-5m3)	最大空腔体积减少率(%)
	20	4.8	
	30	4.57	4.7
	40	4.36	4.5

**丰**56 不同水泪的穴脑休和

## 5.4 本章小结

本章基于 1D-DVCM 模型,对不同流速和水温下的 HDPE 管道气液两相瞬变流实验 数据进行模拟。在本章中首先明确了气液两相数值计算的步骤,并提出了在气液两相模 拟中应当先考虑空腔体积的模拟再考虑峰值变化这一模拟次序,然后对实验数据进行模 拟,对数值模拟的最大峰值和首个空腔的持续时间进行精确度分析,并讨论了水温和流 速对 HDPE 管道空腔体积的影响规律。具体结论如下:

(1) 在气液两相数值模拟过程中,因为波形较为复杂,所以考虑次序应当为空腔 持续时间,空腔形成时间、最大峰值最后是整体的压力衰减和相位

(2) 对不同流速和不同水温的模拟数值进行了精确度分析,结果表明在不同流速 下和不同水温下,对空腔持续时间的模拟精度都在80%以上,且总是模拟的空腔时间大 于实验数据的空腔持续时间。其次,对最大峰值的模拟在不同流速下误差不超过5%, 在不同水温下不超过 7%。而且随着水温增加, 1D-DVCM 整体模拟精度也随之提高。

(3) 随着水温增加,空腔体积持续减少,从20℃~40℃最大空腔体积减少10%左 右。随着流速增大,从1.68m/s~2.83m/s时,最大空腔体积增加了一倍左右。

## 结论

粘弹性管道气液两相瞬变流压力波动准确计算受水温和流速等因素的影响,因此本文首先构建了粘弹性管道气液两相瞬变流模型(即1D-DVCM和2D-DVCM),并对两种模型进行数值计算分析,并采用整体能量分析方法,研究不同水温下空腔对粘弹性管道瞬变流的影响。其次,搭建了粘弹性管道气液两相瞬变流实验台,对HDPE管道进行不同水温和不同流速下的气液两相瞬变流实验,研究了水温和流速对压力峰值和空腔的影响,最后,基于1D-DVCM模型,对粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算进行准确性评价研究。主要结论如下:

(1)对 1D-DVCM 与 2D-DVCM 模型进行数值研究,结果表明,模型的网格数和空腔的 计算权重系数对数值计算结果影响很小,两者在压力峰值和空腔形成时间的计算准确度方面相 差在 3%以内,且随着水温增加,计算准确度越高。因此 1D-DVCM 可以准确计算粘弹性管道 气液两相瞬变流压力波动。

(2)为了衡量水温和空腔对整个粘弹性管道瞬变流能量转换的影响,提出了动能和弹性能的转化比例概念。随着水温的增加,动能向弹性能的转化比例不断减小,即水温升高,能量耗散增加。在瞬变流动过程中,空腔的产生使得动能和弹性能的转化比例急剧减小,空腔体积越大,转化比例越小,管道的整体能量耗散越多。

(3)随着水温的升高,对于 HDPE 管道,最大峰值呈现线性减小趋势,其次峰值出现时 间随着水温升高而延迟。空腔持续时间也随着水温升高而不断减小,40℃时相比 20℃时的首个 空腔持续时间减少了 10%左右。

(4)提出了粘弹性管道气液两相瞬变流数值计算准确性评价方法,在对模型计算结果进行准确性评价时,应当优先考虑空腔持续时间的计算准确性,然后为最大压力峰值计算误差,最后考虑整体的压力衰减和相位吻合度,利用该方法对1D-DVCM模型进行准确性评价,认为该模型能够准确准确模拟不同流速和不同水温下的粘弹性管道气液两相瞬变流压力波动。

(5)随着水温升高,空腔的最大计算体积持续减小,对于不同水温(20℃、30℃和40℃)情况,40℃时 HDPE 管道气液两相瞬变流计算的空腔最大体积相比 20℃时减少了 10% 左右。随着流速增加,空腔最大计算体积持续增加,对于不同流速(1.68m/s、2.03m/s和 2.83m/s)情况,在流速为 2.83m/s 时,空腔的最大计算体积相比流速为 1.68m/s 时增加了 120% 左右。

展望:

(1)本文实验研究仅限于 HDPE 管道,数据十分有限,因此,后续实验可以考虑更多粘 弹性管道及弹性管道进行对比分析。此外,本文气液两相瞬变流实验激励为前端关阀,在后续 的实验中可以尝试更多激励方式。此外,本文实验管道管长有限,后续实验可以考虑在大型管 网中进行。

(2) 在数值模拟方面,尽管目前已经能够很好的模拟出 HDPE 管道的首个压力峰值和空腔持续时间,但后续的压力波动精确度不够,还需进一步深入分析,改进模型。

60

# 参考文献

- Duan H F, Pan B , Wang M L, et al. State-of-the-art review on the transient flow modeling and utilization for urban water supply system (UWSS) management[J].Journal of Water Supply: Research and Technology-aqua, 2020,69(8):858-893
- [2] 金锥, 姜乃昌, 汪兴华 等. 停泵水锤及其防护(第二版)[M]. 北京:中国建筑工业出版社, 2004: 45-55.
- [3] 周光泉, 刘孝敏.粘弹性理论[M].合肥:中国科学技术大学出版社, 1996: 3-6.
- [4] 黄海亮, 陈旭东, 宋科明等.智慧管网对现代化城镇建设的重要性以及塑料管道的机遇[J].广东建材,2020,36(10):73-75.
- [5] Covas I S, Ramos H, Graham, N, et al. Water hammer in pressurized polyethylene pipes: Conceptual model and experimental analysis[J]. Urban Water Journal. 2004, 1, 177–197.
- [6] Pezzinga G, Brunone B, Meniconi S. Relevance of pipe period on Kelvin-Voigt viscoelastic parameters: 1D and 2D Inverse Transient Analysis[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2016, 142 (12), 04016063.
- [7] Jalil J O C, Ahmadi A, Keramat A, et al. Sensitivity of creep coefficients to the fundamental water hammer period in viscoelastic pipes[J]. ASME Urban Water Journal, 2021, 18(3): 183-194.
- [8] Ferrante M, Capponi C. Comparison of viscoelastic models with a different number of parameters for transient simulations[J]. Journal of Hydroinformatics, 2018, 20(1): 1–17.
- [9] Hadj-Taleb L, Hadj-Taleb, E. Numerical simulation of transient flows in viscoelastic pipes with vapour cavitation. International Journal of Modelling & Simulation 2009, 29 (2), 206 213.
- [10]Bergant A, Simpson A R, Tijsseling A S. Water hammer with column separation: A historical review[J]. Journal of Fluids and Structures 2006, 22(2):135 - 71.
- [11]Vincent Tjuatja, Alireza Keramat, Bin Pan, et al. Transient flow modeling in viscoelastic pipes: A comprehensive review of literature and analysis[J]. Physics of Fluids, 2023, 35 (8): 081302.
- [12]Bergant A, , Tijsseling A S, Vítkovský et al. Parameters affecting water-hammer wave attenuation, shape and timing—Part 2: Case studies[J]. Journal of Hydraulic Research, 2008, 46(3),382-391.
- [13]Simpson A R, Bergant A. Numerical comparison of pipe-column-separation models[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 1994, 120(3):361-377.
- [14]Urbanowicz K, Duan H F, Bergant A. Transient liquid flow in plastic pipes[J]. Strojniski Vestnik-Journal of Mechanical Engineering, 2020, 66 (2): 77-90.
- [15]Pezzinga G, Brunone B, Meniconi S. Relevance of pipe period on Kelvin-Voigt viscoelastic parameters: 1D and 2D Inverse Transient Analysis[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2016, 142 (12), 04016063.
- [16]Bergant A, Simpson A R. Pipeline Column Separation Flow Regimes[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 1999, 125(8):835-848.

- [17]Soares K A, Martins N M C, Covas D. Transient vaporous cavitation in a horizontal copper pipe[J], Journal of Hydraulic Research, 2017, 55:5, 731-736.
- [18]朱炎, 吴晨光, 袁一星等. 黏弹性管道中气液两相瞬变流实验及模型[J]. 哈尔滨工业大学学报, 2018, 50(2): 89-93.
- [19]Sun Q, Wu Y B, Xu Y, et al. Coupling Quasi-Two-Dimensional Friction Model and Discrete Vapor Cavity Model for Simulation of Transient Cavitating Flows in Pipeline Systems[J]. Mathematical Problems in Engineering, 2020: 8089308
- [20]Sun Q, Hao Y Q, Cheng P F. Parametric analysis of discrete multiple-cavity models with the quasitwo-dimensional friction model for transient cavitating pipe flows[J]. Water Infrastructure, Ecosystems and Society,2022,71(2).
- [21]Pezzinga, Giuseppe, Santoro, et al. Unitary Framework for Hydraulic Mathematical Models of Transient Cavitation in Pipes: Numerical Analysis of 1D and 2D Flow (vol 143, 04017053, 2017)[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2018, 144(5):8218001.
- [22]Santoro V C, Crimì A, Pezzinga G. Developments and limits of discrete vapor cavity models of transient cavitating pipe flow: 1D and 2D flow numerical analysis[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2018, 144(8): 04018047.
- [23]Wei Z, Aaron C, Martin F, et al.Elastic Water Column Model for Hydraulic Transient Analysis of Pipe Networks[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2022, 148(12).
- [24]Seck A. Numerical solutions of hyperbolic systems of conservation laws combining unsteady friction and viscoelastic pipes[J]. Hydroinformatics 2020, 6, 103-116.
- [25]Soares A K, Covas D I C, Reis L F R. Analysis of PVC pipe-wall viscoelasticity during water hammer[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2008, 134(9): 1389-1394.
- [26]孙强. 压力管道中瞬变流准二维模型数值计算及应用研究[D].哈尔滨工业大学, 2017.
- [27]Gao H, Tang X L, Li X Q, et al. Analyses of 2D transient models for vaporous cavitating flows in reservoir-pipeline-valve systems[J]. Journal of Hydroinformatics,2018,20(4):934- 945.
- [28]赵越,周领,刘德有等.基于有限体积法 Godunov 格式的水锤计算模型[J]. 水利水电科技进展, 2019, 39 (01): 76-81.
- [29]王宁,周领,李赟杰,潘天文. 黏弹性管道水柱分离弥合水锤有限体积法模型[J]. 力学学报, 2022, 54(7): 1952-1959.
- [30]刘静,周领,曹波等. 瞬变流中加权类动态摩阻模型的二阶近似求解[J]. 水力发电学报,2020, 39(04):55-61.
- [31]黄坤, 周领, 刘德有等. 考虑动态摩阻的管道内水气耦合瞬变流的数值模拟[J]. 水电能源科 学, 2021, 39(01): 108-111+86.
- [32]Martin N M C, Wahba E M. On the Hierarchy of Models for Pipe Transients: From Quasi- Two-Dimensional Water Hammer Models to Full Three-Dimensional Computational Fluid Dynamics Models[J]. ASME. Journal of Pressure Vessel Technology. 2022, 144(2): 021402.
- [33]Nuno M C, Martins, Dídia I C, et al. Hydrodynamics of laminar pipe flow through an extended

partial blockage by CFD[J]. Journal of Hydroinformatics. 2023, 25(6): 2268 - 2280.

- [34]Zhu J H, Duan X Y, Wu G H, et al. Numerical investigations of hydraulic transient and thermodynamic characteristics of water flow impacting air pocket inside pipe based on CLSVOF[J]. Journal of Hydroinformatics. 2022, 24(4): 856 874.
- [35]Wu G H, Duan X Y, Zhu J H, et al. Investigations of hydraulic transient flows in pressurized pipeline based on 1D traditional and 3D weakly compressible models[J]. Journal of Hydroinformatics. 2021, 23(2): 231 248.
- [36]Zhou L, Li Y J, Zhao Y, et al. An accurate and efficient scheme involving unsteady friction for transient pipe flowc[J]. Journal of Hydroinformatics. 2021, 23(4): 879 896.
- [37]Faezeh M, Abdorreza K, Maryam Z, Hazi M et al. Combined APSO-ANN and APSO-ANFIS models for prediction of pressure loss in air-water two-phase slug flow in a horizontal pipeline[J]. Journal of Hydroinformatics. 2021, 23(1): 88 - 102.
- [38] Duban A, Oscar E, Andres M, et al. Three-Dimensional Simulation of Transient Flows during the Emptying of Pipes with Entrapped Air[J]. Journal of Hydraulic Engineering. 2023, 149(4).
- [39]郑源, 刘德有, 张健等. 有压输水管道系统气液两相瞬变流研究综述[J].河海大学学报(自然 科学版), 2002(06): 21-25.
- [40]郑源, 索丽生, 屈波等. 有压输水管道系统含气水锤研究[J].河海大学学报(自然科学版), 2005, 33(3): 277-281.
- [41]Himr D. Investigation and numerical simulation of a water hammer with column separation[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2015, 141(3): 04014080.
- [42]Lema M, Peña F L, Buchlin J M, et al. Analysis of fluid hammer occurrence with phase change and column separation due to fast valve opening by means of flow visualization[J]. Experimental Thermal and Fluid Science,2016,79:143-153.
- [43]Adamkowski A, Lewandowski M. Cavitation characteristics of shutoff valves in numerical modeling of transients in pipelines with column separation[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2015, 141(2): 04014077.
- [44]Adamkowski A, Lewandowski M. Investigation of hydraulic transients in a pipeline with column separation[J]. Journal of Fluids Engineering, 2012, 138(1): 935-944.
- [45]Tan, W C, Hin, T T, Aik, L K, et al.. Investigation of water hammer effect through pipeline system[J]. International Journal on Advanced Science, Engineering and Information Technology. 2012, 2, 48 - 53.
- [46]Ghidaoui M S, Zhao M, McInnis D A, et al. A review of water hammer theory and practice[J]. Applied Mechanics Reviews, 2005, 58: 49-76.
- [47]Gally M, Güney M, Rieutord E. An investigation of pressure transients in viscoelastic pipes[J]. Journal of Fluids Engineering, 1979, 101: 498.
- [48]Saidani A, Fourar A, Massouh F. Influence of temperature on transient flow with cavitation in copper pipe-rig[J]. Modeling Earth Systems and Environment, 2022, 8: 2449-2459.
- [49]Mousavifard Maryam. Turbulence Parameters during Transient Cavitation Flow in Viscoelastic Pipe[J]. Journal of Hydraulic Engineering,2022,148(4):04022004.
- [50]Pan B, Keramat A, Capponi C, et al. Transient Energy Analysis in Water-Filled Viscoelastic Pipelines[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2022(1):148.
- [51]Karney B W. Energy relations in transient closed-conduit flow[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 1990, 116 (10): 1180-1196.
- [52]Duan, H F, Soares, A K, Covas, D I C, et al.. Discussion of 'analysis of PVC pipe-wall viscoelasticity during water hammer[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2010, 136, 547 548.
- [53]Duan, H F, Ghidaoui, M S, Lee, P J, Tung, et al. Relevance of unsteady friction to pipe size and length in pipe fluid transients[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2012, 136, 154 - 166.
- [54]Duan H F, Meniconi S, Lee P, et al. Local and integral energy-based evaluation for the unsteady friction relevance in transient pipe flows[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2017b, 143 (7): 04017015.
- [55]Lee, Pedro J. Energy analysis for the illustration of inaccuracies in the linear modelling of pipe fluid transients[J]. Journal of Hydraulic Research, 2013, 51(2):133-144.
- [56]Khalideh A B A, A L A, Abeer A, et al. Investigation of the influence of dimensions and material of the pipes on the water hammer effect in microbial fuel cells wastewater treatment plants[J]. Sustainable Energy Technologies and Assessments,2021,44: 100990.
- [57]Kashif M ,Boran Z, E F J, et al. Transient flow analysis for pumping system comprising pressure vessel using unsteady friction model[J]. International Journal of Mechanical Sciences,2023,244: 108093.
- [58]Duan X Y, Zhu X Q, Li, Tang X L. Comprehensive application analyses of elastic models and viscoelastic models in transient flows in polymeric pipelines[J]. Journal of Hydroinformatics, 2022; 24 (5): 1020 - 1052.
- [59]Andrade, D M, Rachid, F B D, et al. Fluid transients in viscoelastic pipes via an internal variable constitutive theory[J]. Applied Mathematical Modelling, 2023, 114: 846-869.
- [60]Essaidi B, Triki A. On the transient flow behavior in pressurized plastic pipe-based water supply systems[J]. AQUA Water Infrastructure, Ecosystems and Society,2021, 70 (1): 67-76.
- [61]Pan B, Keramat A, Capponi C, et al. Transient energy analysis in water-filled viscoelastic pipelines[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2022, 148(1), 04021051.
- [62]梁欢. 基于准二维模型的粘弹性管道瞬变压力波动分析[D]. 哈尔滨工业大学, 2020.
- [63]Duan H F, Ghidaoui M S, Tung Y K. Energy analysis of viscoelasticity effect in pipe fluid transients[J]. Journal of Applied Mechanics, 2010b, 77 (4): 044503.
- [64]Duan H F, Ghidaoui M, Lee P J, et al. Unsteady friction and visco-elasticity in pipe fluid transients[J]. Journal of Hydraulic Research, 2010, 48 (3): 354-462.
- [65]Sun Q, Zhang Z L, Wu Y, et al. Numerical analysis of transient pressure damping in viscoelastic pipes at different water temperatures[J]. Materials, 2022, 15, 4904.

- [66]Sun Q, Wang F X, Wu Y et al. Energy analysis of transient flow with cavitation by considering the effect of water temperature in viscoelastic pipes[J]. Journal of Hydroinformatics, 2023,25 (5): 2034 2052.
- [67]张智霖. 粘弹性管道水力瞬变动力学行为及能量转换规律研究[D]. 东北林业大学, 2023.
- [68]Wu K, Feng Y, Xu Y, et al. Energy analysis of a quasi-two-dimensional friction model for simulation of transient flows in viscoelastic pipes[J]. Water, 2022, 14, 3258.
- [69]张挺, 吕勇臻, 杨志强等. 水锤激励下黏弹性输流直管轴向振动响应特性[J]. 振动工程学报, 2017, 30(2): 241-248.
- [70]肖学,李传奇,杨幸子.管道瞬变流水击计算模型全局参数敏感性分析[J].人民黄河,2020, 42(04):157-160.

# 攻读学位期间发表的学术论文

 Sun Q, Wang F X, Wu Y et al. Energy analysis of transient flow with cavitation by considering the effect of water temperature in viscoelastic pipes[J]. Journal of Hydroinformatics, 2023,25 (5): 2034 - 2052.

#### 致谢

三年的硕士研究生的学习和生活就要随着这篇论文的答辩而结束了。有许许多多的舍不 得,也有许许多多的感谢要说。

首先要衷心感谢的是我可敬可亲的导师孙强老师!您三年来对我学习和研究的悉心指导和 谆谆教诲令我终身受益。在您的指导下,我在各方面的能力都得到了相应的提高。您的睿智、 对知识孜孜不倦的追求、对教育科学研究的热爱、严谨的治学态度让我学到了如何做事,您在 生活中的幽默、宽容、豁达教会了我如何做人。在本文的选题、构思和撰写等方面给以了我很 好的指导、极大的帮助,也在我论文的修改上给予了许多好的建议,多次认真的审阅和耐心的 指导使我的论文得到了不断的完善,乃至终于定稿。这些都多亏了孙老师的辛勤指导和教诲。 此外,曹老师、王老师、张老师、程老师等也曾在论文答辩时对我的论文结构的完善提出了宝 贵建议,对此我内心也充满了感激。

感谢所有在主楼 213 学习和生活过的同学,特别要感谢我的同门,还要特别感谢我的好舍 友、好同学,你和我一起经历了许多重要的时刻。

总之,感谢所有帮助过我、给予我善意微笑的所有同学们,在这三年里给了我莫大的帮助 和关怀,让我的青春岁月充满友谊的光辉和温暖。

二〇二四年六月十二日

#### 东北林业大学

### 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及取得的研 究成果。据我所知,除了文中特别加以标注和致谢的地方外,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<u>东北林业大学</u>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 献均己在论文中作了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名: 签字日期: 年 月 日

#### 学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解<u>东北林业大学</u>有关保留、使用学位论文的规 定,有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘,允许论文被查 阅和借阅。本人授权<u>东北林业大学</u>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,可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论 文。

(保密的学位论文在解密后适用本授权书)

学位论文作者签名:
签字日期: 年 月 日 签字日期: 年 月 日
学位论文作者毕业后去向:
工作单位: 电话:
通讯地址: 邮编:

## 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及取得的研究成果。据我所知,除了文中特别加以标注和致谢的地方外,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<u>东北林业大学</u>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 献均己在论文中作了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名: 3 经字日期: 2024年6月14日

# 学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解<u>东北林业大学</u>有关保留、使用学位论文的规 定,有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘,允许论文被查 阅和借阅。本人授权<u>东北林业大学</u>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,可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论 文。

(保密的学位论文在解密后适用本授权书)

学位论文作者签名:

导师签名: 永子氏

签字日期: 2024年 6月 (4月

签字日期: 2024年 6月 14日

学位论文作者毕业后去向:

工作单位:

通讯地址:

电话: 邮编: