

分类号 TP216+1;TB61+1

密级 _____

U D C 621.5

编号 _____

中国科学院研究生院

博士学位论文

冰浆固相含量测量及蓄融冰动态特性研究

青春耀

指 导 教 师 冯自平 研究员 中国科学院广州能源研究所

申请学位级别 博士 学科专业名称 热能工程

论文提交日期 2009年8月 论文答辩日期 2009年9月

培 养 单 位 中国科学院广州能源研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 _____

二零零九年九月

Graduate School of Chinese Academy of Sciences

A Dissertation Submitted for the Degree of Doctor of Philosophy
in Thermal Engineering

**Study on Ice Mass Fraction Measurement and
Dynamic Storage and Melting Characteristics of
Ice Slurry**

by

Chunyao Qing

Directed by

Prof. Ziping Feng

at

Guangzhou Institute of Energy Conversion
Chinese Academy of Sciences

Sep 2009

摘要

以冰浆为蓄冷介质的流态化动态冰蓄冷技术可以实现蓄冷和电力的削峰填谷，日益展示出其良好的应用前景，而且使用冰浆在中央空调、区域供冷等领域进行高密度潜热输送具有良好的节能效果。冰浆固相含量的准确在线测量可以确定潜热输送量，而对蓄冰槽中冰浆蓄融冰动态特性的研究则能为流态化冰蓄冷系统实现高蓄冰率、快速融冰提供理论指导，实现流态化冰蓄冷系统的优化运行。

在整理和归纳国内外已有研究成果的基础上建立了冰浆固相含量测量模型，设计和开发了三组对圆弧电极和一个微电极组成的固相含量测量传感器，通过实验测试了在不同频率和不同波型的激励信号下，测量系统对静态和动态冰浆固相含量测量的可靠性和精度。实验结果表明：测量系统结果可靠，当采用150Hz~1.5KHz的方波激励信号时测量精度较高，系统的静态测量误差为±4%，动态测量整体误差保持在±7.5%的范围。

搭建了冰浆动态蓄冰实验台，利用图像处理方法测定了冰浆中冰粒子的粒径分布，通过改变入口冰浆流量、固相含量、蓄冰槽内溶液初始液面高度及进口管布置参数，观测冰浆实时堆积的过程，分析研究制冰溶液及冰粒子粒径对非饱和富冰层形成的影响，得到了冰浆堆积过程形成的富冰层轮廓变化规律及各参数条件对饱和富冰层沉降速度及富冰层均匀度的影响规律。实验结果表明：增大入口冰浆的流量或者固相含量，将增加冰浆堆积形成富冰层的均匀度，减小初始液面高度有助于富冰层初始阶段在蓄冰槽中心的堆积，但最终堆积的富冰层均匀度几乎不受此参数影响。

为了分析冰浆堆积过程机理，推导了冰浆理想堆积模型，通过模型计算得到了冰浆在蓄冰槽内理想堆积的规律，计算结果表明冰浆中冰粒子的直径越大，上浮越快，形成的富冰层空隙率越小；通过对冰浆在蓄冰槽内流动时冰粒子的受力分析，基于湍流流动的 RNG k- ϵ 模型、模拟冰粒子颗粒群轨迹的随机游走模型，最终建立了蓄冰槽内冰浆流动的离散项（DPM）模型；并利用此模型得到了冰浆流动的流场及冰粒子在蓄冰槽内的运行轨迹，模拟了冰浆在改变进口流量、固相含量等参数的实时堆积过程，分析了各参数对冰浆动态堆积过程的影响，模型基本可以反映出单口入射冰浆的堆积过程，从理论上预测冰浆堆积过程的发展方向。

在冰浆动态蓄冰实验台的基础上搭建了动态融冰实验台，实验研究了进槽溶液流量、温度等参数对蓄冰槽内堆积冰浆的动态融冰特性的影响。分析了各影响

因素下蓄冰槽内温度分布、融冰容积换热系数的变化，并指出变化出现的原因。实验结果表明：改变进槽溶液流量、温度等参数均将使冰浆堆积的富冰层出现融冰“通道”；融冰无量纲时间 $\tau = 0 \sim 0.2$ 时容积换热系数快速下降，随后 $\tau > 0.2$ 时容积换热系数缓慢下降直到融冰结束；同时发现，进槽溶液温度对容积换热系数的影响不大，增大其值并不能使容积换热系数增大，相同 τ 值时容积换热系数随进槽溶液流量增大而增大，但是增大的幅度并不明显。应用修正 Stanton (St) 数对实验结果分析发现，融冰时产生的“通道”效应是影响蓄冰槽内温度分布及容积换热系数的本质原因。

关键词：冰浆；固相含量测量；蓄冰；融冰；动态特性

Study on Ice Mass Fraction Measurement and Dynamic Storage and Melting Characteristics of Ice Slurry

Chunyao Qing
(Thermal Engineering)

Directed by
Prof. *Ziping Feng*

ABSTRACT

The fluidly dynamic ice storage technology which uses *Ice Slurry* (IS) as a secondary cooling medium can effectively realize cold energy storage and electric power peak leveling; it has been showing promising application during recent years. The central air conditioning and district cooling system have excellent energy saving effect for the high-density latent heat transportation characteristics of IS. Measuring the IS mass fraction precisely on line can calculate the latent heat transportation capacity, studying on the dynamic storing and melting process in the ice storage tank can provide theoretical guides on improving the ice packing factor and accelerating the ice melting, ensuring the optimal operation of the fluidly dynamic ice storage system.

A theoretical model was developed for the IS mass fraction measurement on the base of summarizing domestic and foreign research results. The corresponding ice mass fraction measurement device was set up which consists of three pairs of circular arc electrodes and a creative micro electrode sensor. A series of experiments were done which verified the reliability and precision of the device. Experimental results showed that the device is reliable when using the square wave excitation signal whose frequency range is 150Hz~1.5 KHz. The general measurement deviation of the device are $\pm 7.5\%$ and $\pm 4\%$ when measuring the flowing IS and the static IS, respectively.

The experimental stand of dynamic ice storage was set up and the particle size distribution of ice granule in the ice slurry was measured by image processing method. By changing the flow rate and ice mass fraction of inlet ice slurry, the initial liquid level in tank, the inlet pipe parameters, several works are as follows. (1) The real-time ice slurry piling process was observed. (2) The effects of ice-making solution and ice

particle size on the non-saturated Ice Rich Layer (IRL) were analyzed. (3) The contour variation rules of IRL during ice slurry piling process were gained. (4) The rules of sedimentation velocity and uniformity of saturated IRL affected by the parameters above were obtained. Experimental results indicated that the uniformity of IRL could be improved by increasing the flow rate or ice mass fraction of inlet ice slurry, it contributed to the IRL piling of tank centre at the initial phase by reducing the initial liquid level, however, the final uniformity of the IRL was hardly affected by this parameter.

The ideal piling model of ice slurry was derived to analyze the mechanism of ice slurry piling, and the ideal piling law of ice slurry was obtained by solving the model. The calculation results showed that the bigger diameter of the ice granular is, the larger floating speed the ice granule has, and the smaller porosity the IRL has. By analyzing the force of ice granule, the Discrete Phase Model (DPM) of ice slurry flow in the ice storage tank was ultimately established based on the turbulent flow RNG $k-\varepsilon$ model and the random walk model which can be used to simulate ice particles trajectory. The flow field of the solution and the ice particles trajectory were acquired by using the DPM, and the real-time piling process of the ice slurry was simulated by varying the inlet flow, the ice mass fractions, etc. The effects of different parameters on the dynamic piling process of ice-slurry were analyzed, too. The DPM could basically reflect the ice-slurry piling process of the single-tube injection ice slurry, and it also could theoretically predict the tendency of ice-slurry piling process.

A dynamic ice slurry melting experimental system was built up based on the dynamic ice storage experimental stand, the dynamic melting characteristics of the ice slurry in the tank was studied experimentally under the conditions of varied inlet melting solution flow rates and temperature, etc. The variations and its reason of the temperature distribution in the tank and the Volumetric Heat Transfer Coefficient (VHTC) were analyzed with above parameters changed. The results showed that changing the parameters such as inlet solution flow rate or temperature will form “channel” in the IRL; The VHTC descends rapidly when the dimensionless ice melting time is at the range of 0~0.2, and then drops down slightly until the end of the ice melting process. Inlet melting solution temperature has slight effect on the VHTC. However, the VHTC increases when elevating the inlet solution flow rate. By analyzing the experimental results using modified Stanton (St) number, it illustrated that the “channel” produced during the ice melting process played an essential role on temperature distribution and VHTC.

KEYWORDS: Ice Slurry; Mass Fraction Measurement; Ice Storage; Ice Melting;
Dynamic Characteristics

符号表

拉丁符号:

| | | | |
|----------------|---|----|-----------------------|
| C | 电容 F ; 均匀度 | q | 热流密度 W/m ² |
| C _D | 阻力系数 | R | 电阻 Ω, 圆度 m/m |
| c _p | 定压比热容 J/(kg·K) | r | 半径 m |
| D | 管径 m; 扩散系数 m ² /s | S | 面积m ² |
| d | 固相颗粒粒径 m | t | 温度 °C; 时间 s |
| f | 频率 s ⁻¹ | U | 流量 kg/s |
| I | 湍流强度 | V | 体积m ³ |
| K | 容积换热系数 W/(m ³ ·K) | V* | 初始溶液体积m ³ |
| k | 湍动能 m ² /s ² ; 渗透率 m ² | v | 流速 m/s 向量 |
| L | 电极长度 m; 潜热 kJ/kg; 初始液面高度 m | v | 沉降速率 m/s |
| l | 富冰层沉降高度 m | v* | 平均沉降速率 m/s |
| M | 质量 kg | W | 理论沉降速率 m/s |
| m | 质量 kg | T | 温度 K; 时间 s |
| Q | 热量 kJ; 特征质量流量 kg/s | Z | 阻抗 Ω |

希腊符号:

| | | | |
|---------------|---|-----------|---------------------------------------|
| α | 对流换热系数 W·(m ² ·K ⁻¹) | ρ | 电阻率 Ω·m; 密度 kg/m ³ |
| ε | 湍流耗散率m ² /s ³ | λ | 体积固相含量 m ³ /m ³ |
| μ | 动力粘度 kg/(m·s) | χ | 质量固相含量 kg/kg |
| ν | 运动粘度 m ² /s | ω | 电导率比 |

脚标:

| | | | |
|---|----------|---|----------|
| 0 | 初始状态 | p | 压力; 极化效应 |
| c | 调和点; 临界点 | l | 液相 |
| d | 介电效应; 粒子 | t | 混合物 |
| f | 流体 | s | 固相 |

无量纲准则数:

| | | | |
|----|---------------------------------------|----|--|
| Re | Reynolds 数, $\frac{\rho V D}{\mu}$ | St | Stanton 数, $\frac{\alpha}{\rho v c_p}$ |
| St | 修正 Stanton 数, $K V^* / (U \cdot c_p)$ | | |

向量: 黑体符号表示

目 录

| | |
|-----------------------|-----|
| 摘 要..... | I |
| ABSTRACT | III |
| 符号表..... | VI |
| 目 录..... | VII |
| 图表目录..... | IX |
| 1 绪论..... | 1 |
| 1.1 课题背景及意义..... | 1 |
| 1.1.1 冰蓄冷技术..... | 1 |
| 1.1.2 冰浆潜热输送..... | 2 |
| 1.1.3 研究存在的问题..... | 4 |
| 1.2 国内外研究现状..... | 5 |
| 1.2.1 冰浆固相含量测量..... | 5 |
| 1.2.2 冰浆贮存融化特性..... | 13 |
| 1.3 本文研究内容..... | 16 |
| 2 冰浆的固相含量测量..... | 18 |
| 2.1 测量原理..... | 18 |
| 2.2 实验..... | 20 |
| 2.2.1 实验装置..... | 20 |
| 2.2.2 实验过程..... | 23 |
| 2.3 结果与分析..... | 24 |
| 2.3.1 静态实验结果..... | 24 |
| 2.3.2 动态流动实验测量结果..... | 27 |
| 2.4 本章小结..... | 30 |
| 3 冰浆贮存动态特性实验..... | 31 |
| 3.1 实验目的、装置和方法..... | 31 |
| 3.1.1 实验目的..... | 31 |
| 3.1.2 实验装置..... | 31 |
| 3.1.3 实验方法..... | 33 |
| 3.2 冰颗粒粒径分析..... | 34 |
| 3.3 冰浆动态贮存实验结果..... | 38 |
| 3.3.1 实验结果整体分析..... | 38 |
| 3.3.2 非饱和富冰层形成分析..... | 43 |

| | |
|-------------------------------|-----|
| 3.3.3 饱和富冰层沉降速率 | 45 |
| 3.3.4 饱和富冰层均匀度分析 | 49 |
| 3.4 本章小结 | 50 |
| 4 冰浆贮存动态特性模拟 | 52 |
| 4.1 冰浆的理想堆积模型 | 52 |
| 4.1.1 冰浆理想堆积模型的导出 | 52 |
| 4.1.2 模型求解结果及分析 | 55 |
| 4.2 TANINO的冰浆动态贮存模型分析 | 58 |
| 4.3 离散相模型对冰浆动态贮存过程的模拟 | 60 |
| 4.3.1 颗粒在流体相中的受力分析 | 61 |
| 4.3.2 颗粒运动微分方程及颗粒轨迹方程 | 64 |
| 4.3.3 流体相的控制方程 | 66 |
| 4.3.4 微分方程的初边值条件 | 68 |
| 4.3.5 求解方法 | 70 |
| 4.3.6 结果分析 | 71 |
| 4.4 本章小结 | 84 |
| 5 冰浆融化动态特性 | 85 |
| 5.1 冰浆融化实验系统 | 85 |
| 5.2 冰浆融化实验步骤及实验参数 | 87 |
| 5.3 冰浆融化实验结果及讨论 | 87 |
| 5.3.1 融冰过程中蓄冰池不同部位的温度变化 | 87 |
| 5.3.2 融冰温度分布特性分析 | 90 |
| 5.3.3 融冰过程容积换热系数变化 | 92 |
| 5.3.4 融冰容积换热系数分析 | 96 |
| 5.4 本章小结 | 98 |
| 6 结论与展望 | 100 |
| 6.1. 主要结论 | 100 |
| 6.2. 思考与展望 | 101 |
| 附录一 | 103 |
| 附录二 | 105 |
| 附录三 | 108 |
| 参考文献 | 111 |
| 攻博期间发表论文 | 117 |
| 致 谢 | 118 |

图表目录

一、图

| | |
|---|----|
| 图 1-1 典型中央空调系统及其能耗分布示意 ^[16] | 2 |
| 图 1-2 TBAB冰浆与冷水循环能耗对比（最优工况下） | 3 |
| 图 1-3 TBAB冰浆空调与冷水空调系统电力消耗对比（制冷主机耗电除外） | 4 |
| 图 1-4 冰浆在蓄冰槽内的实际堆积情况 | 5 |
| 图 1-5 剪切应力测量法确定IPF示意图 | 10 |
| 图 1-6 一种量热法IPF测量仪 | 11 |
| 图 1-7 冰在油水之间生成 | 14 |
| 图 1-8 CaCl_2 溶液融化平板冰时形成的类似鲨鱼皮的融化表面 | 16 |
| 图 2-1 实验室制备的TBAB包络化合物浆（CHS） | 20 |
| 图 2-2 固相含量测量简单原理图 | 21 |
| 图 2-3 测量电极示意及实物图 | 21 |
| 图 2-4 固相含量热平衡法测量装置 | 22 |
| 图 2-5 测量电导池常数比随时间的变化 | 23 |
| 图 2-6 TBAB动态流动冰浆固相含量测量实验台系统图 | 24 |
| 图 2-7 不同频率正弦波激励信号时的标定曲线 | 25 |
| 图 2-8 电极测量等效电路 | 26 |
| 图 2-9 不同频率方波激励信号时的标定曲线 | 27 |
| 图 2-10 150Hz下正弦波、方波标定曲线 | 27 |
| 图 2-11 TBAB冰浆流动固相含量测量结果 | 28 |
| 图 2-12 NaCl冰浆流动固相含量测量结果 | 29 |
| 图 2-13 空气存在情况时冰浆流动固相含量测量结果 | 29 |
| 图 3-1 动态冰蓄冷冰浆贮存过程示意 | 31 |
| 图 3-2 动态冰蓄冷实验系统 | 32 |
| 图 3-3 蓄冰槽及布管结构示意图 | 33 |
| 图 3-4 冰晶颗粒粒径分析处理 | 35 |
| 图 3-5 乙二醇冰颗粒圆度分布 | 36 |
| 图 3-6 乙二醇冰颗粒的Rossin-Rammlar分布 | 37 |
| 图 3-7 不同流量下富冰层的时变堆积过程 | 39 |
| 图 3-8 不同固相含量下富冰层的时变堆积过程 | 40 |
| 图 3-9 不同出冰方式下富冰层的时变堆积过程 | 41 |
| 图 3-10 初始液面高度 $L=0.3\text{m}$ 时富冰层的时变堆积过程 | 42 |
| 图 3-11 $x=0$ 处非饱和富冰层堆积高度变化 | 43 |
| 图 3-12 乙二醇与纯水冰颗粒粒径分布对比 | 44 |
| 图 3-13 冰晶周围的水分子示意图 | 45 |
| 图 3-14 $x=0$ 处的富冰层高度变化（ $L=0.445\text{m}$ ） | 46 |
| 图 3-15 $x=0$ 处的富冰层高度变化（ $L=0.3\text{m}$ ） | 46 |
| 图 3-16 $x=292.5$ 处的富冰层高度变化（ $L=0.445\text{m}$ ） | 47 |
| 图 3-17 $x=292.5$ 处的富冰层高度变化（ $L=0.3\text{m}$ ） | 47 |

| | |
|--|-----|
| 图 3-18 $x=585$ 处的富冰层高度变化 ($L=0.445\text{m}$) | 48 |
| 图 3-19 $x=585$ 处的富冰层高度变化 ($L=0.3\text{m}$) | 48 |
| 图 3-20 富冰层 $x=0$ 处沉降速率与平均沉降速率 | 49 |
| 图 3-21 富冰层的均匀度及平均均匀度 | 50 |
| 图 4-1 粒径 $90\mu\text{m}$ 冰颗粒理想堆积体积固相含量 | 56 |
| 图 4-2 不同粒径冰颗粒 $t=500\text{s}$ 时的理想堆积结果 | 57 |
| 图 4-3 不同粒径下上浮前端位置随时间的变化 | 57 |
| 图 4-4 冰浆贮存蓄冰模型示意图 | 59 |
| 图 4-5 颗粒受力示意图 | 65 |
| 图 4-6 计算模型示意图 | 69 |
| 图 4-7 数值计算流程图 | 71 |
| 图 4-8 $U=0.8\text{kg/s}$, $\text{IPF}=1.3\%$, $L=0.445\text{m}$ 时 xz 截面的流场 | 72 |
| 图 4-9 $U=0.3\text{kg/s}$, $\text{IPF}=1.3\%$, $L=0.445\text{m}$ 时 xz 截面的流场 | 72 |
| 图 4-10 $U=0.3\text{kg/s}$, $\text{IPF}=1.3\%$, $L=0.3\text{m}$ 时 xz 截面的流场 | 72 |
| 图 4-11 不同流量时粒子在蓄冰槽中的运行轨迹 | 73 |
| 图 4-12 $U=0.8\text{kg/s}$, $\text{IPF}=1.3\%$ 时的粒子堆积时变图 | 75 |
| 图 4-13 $U=0.3\text{kg/s}$, $\text{IPF}=1.3\%$ 时的粒子堆积时变图 | 76 |
| 图 4-14 $U=3.2\text{kg/s}$, $\text{IPF}=1.3\%$ 时的粒子堆积时变图 | 78 |
| 图 4-15 $U=0.8\text{kg/s}$, $\text{IPF}=1.3\%, 3.5\%$ 时的粒子堆积时变对比图 | 79 |
| 图 4-16 $U=0.8\text{kg/s}$, $\text{IPF}=10\%, 1.3\%$ 时的粒子堆积时变对比图 | 80 |
| 图 4-17 $U=0.3\text{kg/s}$, $\text{IPF}=2.1\%$ 时不同液面高度的粒子堆积时变对比图 | 81 |
| 图 4-18 出冰布置采用向上喷射时不同流速下的相分率变化 | 83 |
| 图 5-1 冰浆融化实验系统示意图 | 86 |
| 图 5-2 蓄冰槽内温度测点布置图 | 86 |
| 图 5-3 $U=0.5\text{kg/s}$, 蓄冰槽进出口温度随时间变化 | 88 |
| 图 5-4 $U=0.5\text{kg/s}$, 单口融冰时蓄冰槽内温度随时间变化 | 89 |
| 图 5-5 $U=0.5\text{kg/s}$, 双口融冰时蓄冰槽内温度随时间变化 | 90 |
| 图 5-6 典型融冰过程形成的通道 | 91 |
| 图 5-7 $U=0.8\text{kg/s}$, $L=0.445\text{m}$, 不同温度下的单口融冰容积换热系数 | 93 |
| 图 5-8 $U=0.3\text{kg/s}$, $L=0.3\text{m}$, 不同温度下单口融冰容积换热系数 | 94 |
| 图 5-9 $L=0.445\text{m}$, 不同流量下单口融冰容积换热系数 | 94 |
| 图 5-10 $U=0.3\text{kg/s}$, 不同初始液面高度下的单口融冰容积换热系数 | 95 |
| 图 5-11 双口融冰容积换热系数 | 95 |
| 图 5-12 单双口融冰容积换热系数 | 96 |
| 图 5-13 不同条件下的融冰 St 数 | 97 |
| 图 附 1-1 量热器校核时的水温变化 | 103 |
| 图 附 2-1 数值计算网格划分 | 105 |
| 图 附 2-2 Tanino模型的计算结果对比 | 107 |
| 图 附 3-1 固相含量测量仪电路图 | 108 |

二、表

| | |
|---|----|
| 表 1-1 相平衡曲线拟合方程式中的各项系数 | 7 |
| 表 1-2 主要IPF测量方法分类 ^[44] | 12 |
| 表 3-1 实验部件规格参数 | 33 |
| 表 3-2 动态蓄冰实验条件 | 34 |

| | |
|-------------------------------------|----|
| 表 3-3 乙二醇冰颗粒粒径分布数据 | 35 |
| 表 3-4 冰颗粒的Rosin-Rammler粒径分布 | 37 |
| 表 4-1 理想堆积模型计算参数 | 56 |
| 表 4-2 两相流基本模型 ^[86] | 61 |
| 表 4-3 离散相模型计算入口参数 | 68 |
| 表 4-4 冰浆向上喷射时落入液面形成的近似圆环的外径..... | 83 |
| 表 5-1 融冰实验参数变化范围 | 87 |

1 绪论

节能减排是近年来国家大力提倡推广的一项政策,随着我国经济发展和人民生活水平的不断提高,国内对电力的需求不断增加,而我国的电力供应呈现总量不足、电网峰谷差较大的特点,而且这一特点随着国民经济的持续发展有逐渐加剧的趋势。与此同时,国内许多大城市的高峰用电量中空调用电就占了 30%以上。利用相变物质对电力转化的冷量进行储存及输送是解决上述电力供应矛盾、实现节能减排的有效方法之一。国内外许多研究者对相变材料、相变储能进行了广泛的研究^[1-3],而冰蓄冷^[4-8]及相应的中央空调及区域供冷系统中的冷量潜热输送技术正是这方面研究和产业化推广的热点。

1.1 课题背景及意义

1.1.1 冰蓄冷技术

传统中央空调及区域供冷系统设计一般都是按照日常负荷的峰值来设计的,也即是必需满足峰值负荷需要,而每天的峰值时间却仅为 6 小时。为了峰值的 6 小时的需要,相应的制冷机组及配套设备也必需按照峰值配套,对应的一次投资的费用相对很高,不仅如此,整个机组由于大部分时间是运行在非峰值状态,而为机组设计的理想运行状态即高效率状态是在峰值时期,因此机组不得不面临着长期相对峰值时期低效的状态。

另外从电厂的角度来看,由于电厂除每年必需的大修外,24 小时运转,同时机组发电量也是为满足峰值电负荷而设计,在低谷时的无法消费的电量只有白白浪费掉,因此产生了相应的峰谷电价以鼓励终端使用谷电,以达到用户侧调节用电负荷峰谷差的目的。

基于以上的原因,冰蓄冷技术应运而生。冰蓄冷技术历经了从静态冰蓄冷到动态冰蓄冷技术的转变。静态冰蓄冷主要是通过冰球和盘管^[4-13]在蓄冰槽内完成蓄冰融冰过程,而流态化动态冰蓄冷则依靠冰浆来实现蓄冷和取冷,这里的冰浆指的是广义的冰和纯水或水溶液的混合物,按照西瑞士 Egolf^[14]的定义,冰浆是一种具有平均特征直径不超过 1mm 冰晶粒子的浆状水溶液,它包括纯水冰浆、盐水冰浆、乙醇或乙二醇等二元溶液形成的冰浆。

静态冰蓄冷主要缺陷在于:(1)占地面积过大。现有的冰球和盘管蓄冷系统都需要大型的蓄冰槽,这就需要很大的安装空间,而城市建筑中,很难找到足够的空间来安装蓄冰槽;(2)蓄冷系统能效低。冰球和盘管的基本制冰原理都是制

冷剂首先与不冻液进行热交换,然后再与水进行热交换,也就是说经过二次换热,由此导致系统能效大幅度下降;(3) 负荷响应性能差。冰球和盘管在融冰过程中,由于水的融化使得不冻液与冰之间形成一层水膜,仅靠水的导热来传递热量,由此使负荷响应特性急剧下降;(4) 初投资相对大。由于冰球和盘管均需大量的不冻液,由此使系统的初投资相比冷水机组有所增加。

而流态化动态冰蓄冷技术则基本克服了上述缺点。冰槽中由于无冰球和盘管等制冷部件,冰槽体积仅为现有冰球和盘管蓄冰槽的 $3/4 \sim 1/2$, 节约了安装空间;冰浆制冰工况时,制冷剂的蒸发温度比冰球和盘管技术提高 $5-7^{\circ}\text{C}$, 使主机 COP 提高了约 20%; 由于冰浆的比表面积约是冰球和盘管的 100 倍, 换热效率增加, 进而提高了系统的负荷响应能力; 同时流态化动态冰蓄冷技术可以将非峰值状态的冷量贮存起来并转移至峰值时期使用, 相应的机组及配套设备可以按正常运转时负荷设计, 因此其一次投资费用可以节省下来, 由于主机效率的提高及峰谷电价差的存在, 冰蓄冷系统的运行费用可以大大节省。

1.1.2 冰浆潜热输送

现有典型中央空调供冷系统的二次循环冷量输送系统几乎都以水、盐水、乙二醇溶液或其它液态水溶液等作为载冷工质把冷量从冷源输送到末端用户。对于大中型中央空调系统以及区域集中供冷系统来说, 冷量输送需求非常大, 以常规的冷水为载冷工质则所需要的循环流量也非常大, 因此对应的二次循环管道和泵系统也十分庞大, 不但占地空间大, 材料成本高, 而且更严重的是水泵功耗巨大, 视系统装机容量的不同, 大约占据整个系统能源 $20 \sim 65\%$ 的比例^[15], 如图 1-1 所示。由此可见, 载冷工质的循环功耗在中央空调和区域集中供冷等系统中具有举足轻重的地位, 在载冷工质循环系统中实施节能措施将对整个中央空调或区域集中供冷系统产生明显的总体节能效果。

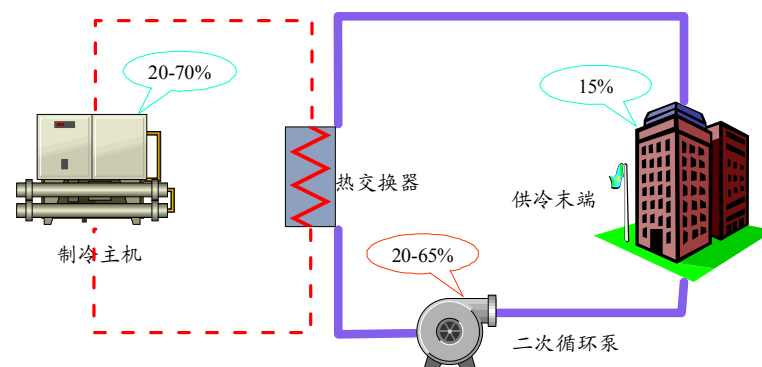


图 1-1 典型中央空调系统及其能耗分布示意^[16]

因此, 若能够采用具有良好流动特性的相变材料替代传统的无相变载冷工

质,则通过部分液固相变,既可以大幅度提高单位体积载冷工质所能携带的冷量,又保持了载冷工质良好的流动特性,由此大幅度减少载冷工质的循环流量,进而减少输送泵功耗,实现节能目的。

冰浆作为种类繁多的固液相变材料^[17, 18]之一,可以应用于中央空调供冷系统的潜热输送,并且在潜热输送领域具有较好的节能效果,这里以盐水冰浆的一种,四丁基溴化铵(Tetra-n-Butyl Ammonium Bromide,简称TBAB)铵盐溶液形成的冰浆为例说明。TBAB冰浆是一种广义的冰浆,它是由TBAB水溶液在常压下被冷却到 0~12 °C时生成的一种TBAB包络化合物固体和TBAB溶液形成的固-液混和浆状体,又称CHS,是一种具有广阔应用前景的中央空调潜热输送材料,吸引了越来越多的研究者的关注^[19-26]。

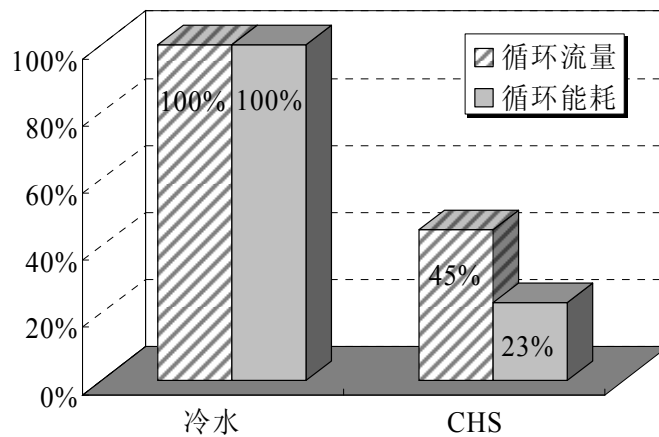


图 1-2 TBAB 冰浆与冷水循环能耗对比 (最优工况下)

JFE (日本钢管株式会社、日本川崎制铁联合体) 首先从TBAB包络化合物的基础热物理性质开展研究,随后对TBAB冰浆的流动、传热等方面进行研究,取得了许多重要的研究成果。如图 1-2所示为JFE的TBAB冰浆空调中试系统中二次循环系统循环流量和循环泵能耗在系统最优运行工况下的对比^[27]。由于载冷密度的提高, TBAB冰浆的流量可降至冷水的 45%,从而导致循环泵能耗最低降至冷水的 23%。图 1-3则是除制冷主机以外的系统在一个运行日内的累计耗电量对比^[28]。其中的TBAB冰浆循环泵耗电量还包括了TBAB冰浆制造过程的循环泵耗。结果显示二次循环的全日累计耗电量由 154 kWh降为 82 kWh,降幅达 47%,对于除主机以外的整个系统累计耗电量的降幅则达到 21%。

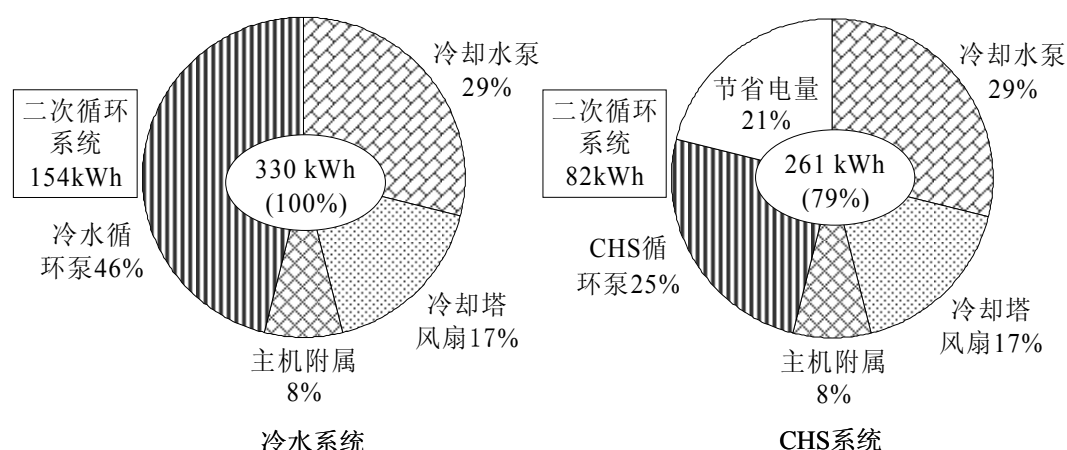


图 1-3 TBAB 冰浆空调与冷水空调系统电力消耗对比 (制冷主机耗电除外)

由此可见, 相比传统的无相变显热输送技术, TBAB冰浆潜热输送技术所带来的节能潜力是相当可观的。不仅如此, 对纯水冰浆而言, 以冰粒子质量固相含量 $2\% \leq x < 30\%$ 潜热输送为例, 其流动阻力要比纯水的流动阻力小 $10\% \sim 30\%$ ^[29], 说明纯水冰浆在潜热输送中也存在输送的节能潜力。在我国, 各种规模的中央空调数量巨大, 大型区域集中供冷系统也不断被产业化推广, 冰浆潜热输送技术如能逐渐普及应用于这些领域, 必将产生巨大的经济效益和社会效益。

1.1.3 研究存在的问题

冰浆除了能够应用于中央空调、区域供冷领域外, 由于其具有流动性, 换热性能较好, 释冷速率较高的优点, 在食品、建筑、医疗^[30]等行业也具有广泛应用的前景。正因为以上综合原因, 流态化动态冰蓄冷引起了国内外同行的研究热潮, 关于动态冰蓄冷、冰浆的文献层出不穷, 许多学者对冰浆的制备^[29-33]、流动、传热、压降^[34-37]作了深入细致的研究, 得出了不少有意义的结果, 这些研究结果从侧面证明了动态冰蓄冷蓬勃发展的势头。

但是无论是对冰浆流变特性和阻力特性、管内对流换热特性等的基础研究还是对动态冰蓄冷技术进行产业化推广, 一个难以回避的问题就是对冰浆固相含量的确定。固相含量不但决定冰浆塑性粘度和屈服应力等物性参数而且对冰浆流变性规律、对流换热规律具有决定性作用, 更为重要的是它决定了冰浆输送的冷量密度, 准确测量冰浆固相含量是决定冰蓄冷空调系统最佳制冰量、实现负荷预测与优化控制的核心技术。因此如何快速准确的测量冰浆的固相含量是当前迫切需要研究的课题。研究人员对冰浆固相含量的测量提出了多种方法, 具体内容在本文1.2.1节阐述, 但是多种测量方法均存在精度和可靠性问题, 需要进一步深入研

究。

与此同时,对现有公开文献的调研发现,仅有少数研究者对冰浆在蓄冰池中贮存及融化的动态过程进行研究^[31, 32],而现有的蓄冰槽往往在蓄冰过程出现冰堆积分布不均匀,不够密实、蓄冰率不高的问题^[31],如图 1-4所示,图中左端为中国科学院广州能源研究所在蓄冰槽固相含量约为 55%时冰浆在蓄冰槽中的堆积状态,中间和右端图为日本高砂热学工业株式会社工程案例中 50%及 25%蓄冰率时冰浆的堆积图,可以看出,在无搅拌的情况下,冰浆并非均匀贮存,冰晶粒子上浮且分布很不均匀。因此工程应用多考虑在蓄冰池中加入搅拌装置,但此举不仅增加了成本,而且搅拌功转化为热使冰浆的冷量损失增大。冰浆在蓄冰槽内的融化过程是一个三维的直接接触的相变传热过程,现有研究对间壁式换热的传热过程研究的非常透彻,但对上述传热过程却相对较少,这一过程中同样也存在融化速率不高、蓄冰槽内存在冰,但此冷负荷却由于融冰时槽内温度分布不均匀而无法有效利用的情形。上述问题的解决必然需要对动态冰蓄冷贮存及融化的动态过程进行必要的实验及理论分析。



图 1-4 冰浆在蓄冰槽内的实际堆积情况

从以上的研究背景可以看出,冰浆作为一种相变蓄能物质,在高密度潜热输送及动态冰蓄冷空调应用上具有良好的发展前景,其在输送时及在储存、利用时的冷量密度都是研究者所着重关注且必不可少的内容,而冷量密度的物理表现形式只有一种——固相含量。在动态冰蓄冷蓬勃发展的大背景下,开展对冰浆固相含量的测量及动态冰蓄冷中冰浆贮存堆积及融化时的动态特性研究对动态冰蓄冷的技术优化及产业化具有重要意义。

1.2 国内外研究现状

1.2.1 冰浆固相含量测量

固相含量指的是广义冰在冰水混合物中的质量比率或体积比率,根据计算方法的不同,可以分为质量固相含量和体积固相含量,分别用符号 x 和 λ 来表示。在本文中如无特别指明,固相含量均指质量固相含量。学者普遍称静态冰蓄冷蓄冰槽内的冰固相含量为冰堆积因子 (ice packing factor) 简称 IPF,为了保持

这一说法的一致性，我们统称冰浆输送和贮存时的固相含量为 IPF。

冰浆IPF的确定有多种方法，考虑到冰浆是一种固液两相流体，因此其测量满足两相或多相流测量的一般规律，而有关两相流与多相流的测量，前人作了不少研究，文献^[32-34]对此作了综述。同样，非两相流方法的测量手段也有多种，根据现有资料整理出以下六类测量方法：

(1) 温度测量

二元溶液的冰点与所采用的添加剂和添加剂的初始浓度 χ_0 有很大关系。随着结冰的进行，剩余溶液中添加剂浓度 χ_l 逐渐增高：

$$\chi_l = \frac{\chi_0}{1 - \chi_s} \quad (1-1)$$

当初始添加剂的浓度 χ_0 一定时，可通过测量剩余溶液的冰点温度，而冰点温度与二元溶液的浓度为——对应关系，通过查阅冰点的有关资料或实测二元溶液各浓度冰点可以得到确定的二元溶液浓度，进而由式(1-1)可确定其含冰率，但是，当添加剂的浓度和含冰率很低时，通过测温很难得到精确的含冰率。另外，该法仅在蓄冰时堆积均匀的系统 and 均匀的输送系统中较为可靠。

以TBAB冰浆为例，其固相含量可以通过相平衡温度间接测量^[27, 35, 36]，原理与上述原理基本一致，但由于TBAB包络化合物相对纯水冰的特殊性，其测量原理稍有不同。文献^[15]对之做了详细说明，下面简单介绍其测量原理。

假设某一TBAB水溶液体系的总质量为M，初始质量浓度为 $\chi(t_0)$ ， t_0 为该浓度对应的相平衡温度。当温度降低到t并达到固-液相平衡时，生成固体包络化合物质量m，剩余水溶液质量浓度变为 $\chi(t)$ 。若调和浓度为 χ_c ，根据调和浓度的定义，固体包络化合物中TBAB的质量百分比含量也等于 χ_c 。根据以上参数，由质量守恒可得：

$$M \chi(t_0) = m \chi_c + (M - m) \chi(t) \quad (1-2)$$

整理即得质量固相含量的计算式：

$$\chi(t_0, t) = \frac{m}{M} = \frac{\chi(t_0) - \chi(t)}{\chi_c - \chi(t)} \quad (1-3)$$

已知质量固相含量 χ 之后就可以计算 TBAB 冰浆的体积固相含量：

$$\lambda = \left[\frac{\rho_s}{\rho_l} \left(\frac{1-\chi}{\chi} \right) + 1 \right]^{-1} \quad (1-4)$$

其中 ρ_s 和 ρ_l 分别是包络化合物和TBAB水溶液的密度。

由式(1-3)可知,只要知道TBAB冰浆的初始溶液浓度和当前平衡温度下的剩余溶液浓度就可以计算出固相含量。根据TBAB冰浆的相平衡特性, TBAB溶液可以生成A、B两种不同类型的包络化合物,但每种TBAB冰浆在其平衡状态下剩余溶液的浓度与其平衡温度之间是一一对应的关系,文献^[15]根据前人研究结果实验修正之后,得到的A型和B型包络化合物的相平衡曲线的拟合方程,该对应关系如式(1-5)和(1-6)所示,方程中的系数见表 1-1。

$$\chi(t) = A_2 e^{\frac{t-t_0}{a_2}} + A_1 e^{\frac{t-t_0}{a_1}} + A_0 \quad (1-5)$$

$$\chi(t) = A_2 t^2 + A_1 t + A_0 \quad (1-6)$$

表 1-1 相平衡曲线拟合方程式中的各项系数

| 类型 | A2 | a2 | A1 | a1 | A0 | t0 | R2 |
|------------|---------|---------|---------|---------|---------|-------|-------|
| A型(式(1-5)) | 0.28883 | 3.48918 | 0.03451 | 0.00711 | 0.07418 | 12.39 | 0.995 |
| B型(式(1-6)) | 0.01144 | - | -0.1461 | - | 0.55484 | - | 1 |

注: A型参照AIST数据拟合^[35], 适用范围为: $8.0 \leq t \leq 11.6$ °C;

B型参照Darbouret et al. 数据拟合^[36], 适用范围为: $7.5 \leq t \leq 9.6$ °C。

将式(1-5)或(1-6)代入式(1-3)即可得到TBAB冰浆平衡温度 t 与其固相含量 x 之间确定的数学关系,如此通过测量TBAB冰浆的平衡温度则可以实现间接测量其固相含量。

(2) 冰浆的密度测量

通过测量冰浆的密度,由式(1-7)可以确定冰浆的含冰率。

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\chi_i}{\rho_i} + \frac{1-\chi_i}{\rho_f} \quad (1-7)$$

a) 压差测量

冰浆在蓄冰槽内堆积完成后,测量高度为 H 的混合物柱的压差,槽内液柱 H 的密度可由下式得出:

$$\rho = \frac{\Delta P}{g.H} \quad (1-8)$$

得到的混合物密度结合式(1-7)，可以得到混合物的固相含量，该法对槽内冰粒、抑制剂及其它添加剂的浓度变化不敏感，但若要正确测量某一液柱的高度，液柱内的冰晶必须是均匀的。因此，可通过停止搅拌或其它保持槽内液体静止的方法来测得液柱的静压及液柱高度。此法不适合于管道内流动冰浆的IPF。

另外一种利用压差测量固相的方法则可以应用于管道测量，此法简称为单管法，其原理为：冰浆流过垂直管时，由于冰水的密度差决定了冰的浮升力，IPF不同，其管内的压力损失不同。在垂直上升管中，冰浆流动的水力梯度为*i*，相同流量的水的水力梯度为*i_w*，并假设由于冰的混入对管壁的摩擦力没有影响，此时管内的IPF可由式(1-9)给出：

$$IPF = \frac{1}{\zeta} \cdot \frac{i - i_w}{i_w} \quad (1-9)$$

式中 ζ 为附加压力损失系数，与管径和流量有关。此法在实际雪水输送测量中，流速不大，IPF小于4%的范围内，可以较为准确测量。

b) 融化测量。

取样一定冰浆，并放入顶部有一细管的容器内，当冰融化后，液柱高度下降。通过测定细管顶部液面融化前后的高度变化，可确定取样冰浆的含冰率。此法应用的前提是必需通过其它方法确定放入容器的冰浆的IPF，对上述液面高度进行标定。

c) 伽马射线传感器

由分别对称安装在多相流管道两侧的一个放射源和一个探测器组成。射线被吸收或者散射的量是流体总密度和射线能级的函数。所用的典型的放射源包括铯-137、钡-133 和镅-241 等同位素。单能伽马传感器只是用一个放射源或者只监测 1 种能级的射线，通常用来测量多相混合物的密度。双能伽马传感器同时测量 2 种不同能量射线的吸收。这 2 种不同能量的射线或者来自于 2 个不同的放射源，或者来自于同 1 个放射源的 2 个不同的能级。如果这 2 种射线的能量差别足够大，利用这 2 个独立的吸收值，就可以用来确定固相的相分率。

(3) 浓度测定

在制冰期间,通过测量冰浆中溶液浓度值，进而由式(1-1)确定其含冰率。这种方法的测量与所选择的添加剂种类无关，一般通过以下几种方法测量溶液浓度：

a) 冰浆中的超声波

由于声音在水、二元溶液、冰等物质中的传播速度不同,通过对回声时间及上述物质的声速测量,可确定载流体中添加剂的浓度或流体的含冰率。当流体中含冰率增加时,声音的吸收和反射将增加,而其穿透能力则减小。

b) 光的吸收、传播、反射和折射

光测量含冰率和添加剂浓度的基本原理与声音测量一样,由于光的反射率满足关系式:

$$\text{反射率}=\text{反射强度}/\text{入射强度}$$

因此可把这种方法用于冰浆测量及不含冰粒的载流体测量中,同时还可用于管内载流体的含盐量的测量因为其表面反射率与表面盐浓度的增加呈线性关系。但是该法对载流体中其它的不溶解物质(抑制剂和其它一些添加剂)浓度的改变非常敏感。另外一种以光为基础的测量方法是折射法。它被广泛应用于测量液体的浓度,其折射率取决于流体中的浓度和温度。

c) 冰浆和载流体的电学性质

通过测量冰浆和载流体的电学性质(电容、电感、电阻、电导率)来得到冰浆的固相含量。

电容传感器: 测量流体的电介质特性。每个传感器由1个金属板或者电极组成,安装在管道壁上,或者安装在使得流体从两块金属板或电极之间空间流过的位置上。通过改变两个极板之间的电压差并测量由此引起的两个极板之间的电流来实现对流体的电容的测量,根据电容就可以计算出混合物的介电常数。由于混合物的介电常数是形态已知的关于混合物组分的函数,因此,可以用来计算固相含量。

微波相分率传感器: 测量电介质特性来帮助进行多相混合物的相分率的测定。传感器由电磁波发射器和接收器组成,频段位于MHz或者GHz(微波)。混合物的介电常数是微波频率和混合物电导率的函数,所测到的介电常数是各相的介电常数的体积加权平均值,水相的介电常数又是含盐度的函数。因此,使用这种技术的仪表既需要含盐度作为一个标定变量,同时还需要进行一些在线估算。

电感传感器: 使用一个环绕在管道上的线圈,在流动的多相混合物中感应出一个电流。这个感应电流的磁场与混合物的介电常数有关,可以用来确定混合物的相分率。

电导率测量冰浆的IPF,载流体中添加剂的浓度不同,相应的电导率也会发生变化。当冰的固相含量逐渐增加时,导电离子浓度也会增加以使载流体的电导率增加。

d) 冰浆或载流体中 PH 值的测量

二次循环系统为防止腐蚀的需要,一般会在系统中保持一定的碱性环境。某些溶液没有酸碱性,如乙二醇和NaCl,但可在其中加入某些添加剂以形成碱性环境,通过PH值的测量确定含冰率。

e) 冰浆或载流体中离子浓度的测量

该方法与PH 值测量方法原理相同。

(4) 传热系数测量

通过在管内布置一种外部施加一定电压的热线^[37],辅助测量流体温度并结合直接或间接体流量的测量,以确定含冰率。此法对流体温度很敏感,不过理想的情况冰浆的温度改变很小,可忽略不计,另外还可通过数据处理进行补偿。然而此法中冰粒尺寸和形状等,仍然可能对结果产生较大的影响。

(5) 粘度测量

a) 管道内固体的剪切应力测量

冰浆流体流经某一固定物体,如固体小球时,会对该物体产生一个剪切应力,力的大小将取决于固体的几何形状,冰浆的粘度及动态压力。利用剪切应力测量冰浆固相含量的原理正是基于此受力原理而来。将某一物体放入冰浆流体中,其摩擦力(剪切应力)会带动该物体到达一个被测定的给定位置(如图 1-5所示)。通过弹簧测量出物体此时的受力大小可表示为:

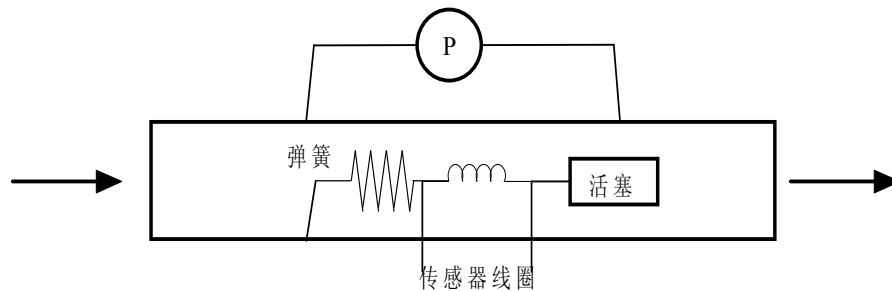


图 1-5 剪切应力测量法确定 IPF 示意图

$$F = 0.5C_D\rho v^2 = 0.5f(\text{Re})\rho v^2 = kl \quad (1-10)$$

式中: C_D 为阻力系数; k 为弹性系数; l 为弹簧的伸长量。结合压差测量和其它体流量等参数的测量,可确定含冰率,但此法的精度及适用性迄今仍未知。

b) 蓄冰槽中搅拌器的吸收功率或扭矩^[38]

当含冰率增加时,槽中或管中添加的搅拌器所耗的功率也增加。这种方法有较大的不确定性,需对每个系统进行校正。

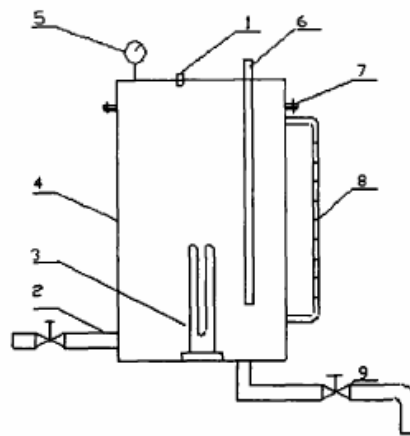
(6) 冰浆量热计

该法基于质量 m 的流体在时间 t 内由 T_1 加热到冻结点温度以上的 T_2 时所耗的功率 q 的测量。单位质量的IPF可从热平衡中推得。

$$\int_0^{\tau} q dt = M[h(T_2) - h(T_1)] \quad (1-11)$$

这种方法包括下面步骤: (1) 取样; (2) 初始温度的测量; (3) 融化所需时间 τ 及输入功率的测量; 此法对载流体中颗粒、抑制剂和其它添加剂的浓度不敏感。该法一般不适合于在线测量,也不适合在非均匀蓄冰槽中进行浓度测量。另一种离心式脱水方法测量IPF的原理与此类似,所不同的是离心脱水法先取样离心脱水,再进行量热测量。

根据以上总结,统一列表如表 1-2所示,从表中可以看出,各种测量手段从价格、精度和响应时间上看各有优势,但是几乎所有的测量手段均需要对冰浆IPF的初始标定,从精度上考虑,文献中对冰浆IPF的测量依然以量热法测量为主。



1. 安全阀 2. 二元冰进口 3. 电加热器 4. IPF 测试仪桶体 5. 压力表
6. 热电阻温度传感器 7. 连接法兰 8. 液位计 9. 二元冰出口

图 1-6 一种量热法 IPF 测量仪

多伦多大学Evangelos Stamatou^[39]在其博士论文中设计了一种在线测量管内冰浆固相含量的仪器,其方法的基本原理仍然是取样然后利用量热法得到固相含量,其能够实现在线测量的原因则是其在主管上插入了内径 5.84mm的不锈钢管并安装阀门连接到末端的量热装置;国内黄帅^[40]、钟栋梁^[41]在进行冰浆流动特性研究的过程中使用到了一种含冰率IPF测试装置,其原理依然基于量热法,具体原理见图 1-6。Wenxing Shi提出了一种快速精确测量冰层厚度的方法,并基于

冰与水之间不同的介电常数和电阻,应用频率响应的 R C 电路开发了一种测量冰厚度的仪器^[42],但是其方法仅限于对盘管式的静态冰蓄冷蓄冰槽内固相含量的测量;文献^[43]则采用热电偶测量温度分布的方法来确定盘管式冰蓄冷冰层的生长规律进而得到IPF。

表 1-2 主要IPF测量方法分类^[44]

| 测量对象 (原理) | 测量方法 | 适用性 | | | 原理简述 | 准确性 | 价格 | 响应速度 |
|--------------|------------------|-----|-----|-----|-----------------------|---------|-------|------|
| | | 蓄冰槽 | 输送管 | 采样法 | | | | |
| 密度 | 水位(水位计) | √ | × | × | 水结冰体积膨胀 | **** | **** | 中 |
| | γ射线穿透法(γ射线密度计) | × | √ | × | γ射线测量密度 | **** | *** | 快 |
| | 重量(重量测定) | × | √ | × | 负荷传感器直接测量U形管重量 | **** | **** | 快 |
| | 压差(垂直两点间的压差,单管法) | × | √ | × | 冰浆垂直接流动压差与相同流量水流动压差不同 | **** | **** | 中 |
| | 光、超声波(反射、吸收、投射法) | × | √ | × | 超声波经粒子散射、吸收而衰减 | *** | **** | 快 |
| 粘度 | 搅拌阻力法 | × | √ | × | IPF不同搅拌阻力不同 | ** | ***** | 快 |
| | 管中固体上剪切力测量 | √ | × | × | IPF不同,剪切力不同 | *** | **** | 快 |
| 温度 | 冰点温度 | √ | √ | × | 溶液冰点随着结冰量的增加而降低 | ** | **** | 快 |
| 传热系数 | 热线法 | × | √ | √ | IPF不同,传热系数不同 | * | *** | 快 |
| 热量 | 量热计法 | × | × | √ | 混合物取样测量温度质量 | ***** | ***** | 慢 |
| | 离心脱水法 | × | × | √ | 先离心脱水,再量热得固相 | ***** | **** | 慢 |
| 电学法 | 电阻法 | √ | √ | × | 冰层厚度不同,电阻不同。对冰浆拟合试验公式 | ****(*) | **** | 快 |
| | 槽内导电率 | √ | × | × | 溶液中冰析出,浓度增加电导率增加 | ****(*) | **** | 快 |

| | | | | | | | |
|----------|---|---|---|---------------------|-------|-------|---|
| 电极式冰厚传感器 | √ | × | × | 冰水混合物的电导率依赖于二者的混合比例 | ***** | **** | 快 |
| 静电容量法 | × | √ | × | 不同 IPF 冰水不同电容 | *** | ***** | 快 |

同样, 比较表 1-2中所列的固相含量测量方法还可以发现, 其中大多是采样离线测量方法, 这些方法程序繁冗、精度一般, 响应速度慢, 有一些即时测量方法和相应的仪器, 如上述测量方法中的伽马射线的测量, 其结果受流型的影响滞后较大, 只能用于中等相分率的测量; 电容法由于介质温度对介电常数的影响较大, 必须进行温度补偿, 并且测量管段应是绝缘的, 一般要用非导电材料制做测量管; 微波法又需要盐度值作为一个标定变量, 传感器略显复杂。电感法易受外界磁场的干扰, 造成精度的下降。而且以上几种的方法对应测量仪器往往原理复杂、设备庞大, 并且价格昂贵; 另外一些学者利用电容层析成像 (ECT) 技术测量气液两相流体的相浓度^[45, 46], 这种方法可以借鉴用来测量两相流的固相含量, 但其测量的空隙率的精度主要依赖重建图像的精度, 而重建图像的算法非常复杂, 算法的研究也正成为ECT测量的一个热点。因此, 无论是从自动控制还是从安全、经济等角度考虑, 开发一种廉价便携的冰浆固相含量实时测量装置都十分必要。

1. 2. 2 冰浆贮存融化特性

1. 2. 2. 1. 冰浆动态贮存研究

针对冰浆堆积不均、易于团聚的问题, P. Pronka^[47]等人从冰浆贮存后的物理变化对此进行分析, 认为冰浆贮存时冰晶受磨损、团聚和Ostwald熟化控制引起冰晶大小分布变化, 他们的实验表明冰浆在氯化钠、乙二醇、乙醇、丙二醇溶液中贮存时Ostwald熟化效应是诱发冰晶平均化的主要机理。熟化率随溶液浓度增加而显著的降低, 溶液类型和混合状态也发挥了重要作用。K. Hayashi^[48]等人则开发了一种利用电导率差测量冰浆贮存时团聚率的方法。

实际在冰浆贮存的过程中, 冰晶粒子往往粘结在蓄冰池的壁面上或相互粘结成团, 造成释冷时冰不能完全融化且释冷速度慢, Koji Matsumoto^[49, 50]等人提出了利用水—油混合搅拌生成冰浆来解决这一问题, 其原理是: 当混合物在容器中搅拌时, 油由于摩擦而带电。如果容器可以吸引带电的油, 那么阻止冰粘结到壁面上就可以实现, 见图 1-7 冰在油水之间生成, 作者详细实验分析了蓄冰浆容器中施加常压电场电压对带电油特性的影响, 指出当油水混合物中水含量 50% 时, 电压在-30 到-200 伏即可使油吸附到壁面上, 但当水含量 70% 时这一效果明显减弱。这一方法的优点是能够使冰浆贮存时不粘结到壁面且由于采用硅酮油作

为添加剂使冰浆在贮存时冰晶分布较均匀。但缺点是要使用添加剂且需要搅拌，对工程应用中的蓄冰池施加电场也不易实现。

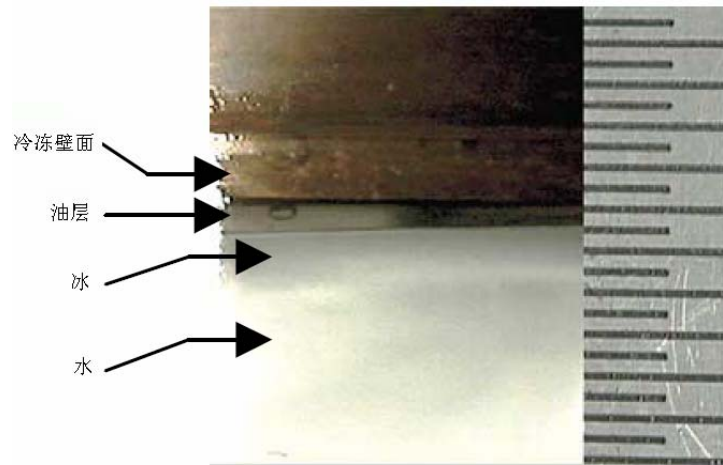


图 1-7 冰在油水之间生成

Gute GD, Stewart WE^[51] 等人开发了一套计算程序ICEPAC来计算冰在长方体蓄冰池中堆积的形状，其采用的模型从其它物质，例如沙从一平面正上方一个点出口流出堆积形成一个圆锥状物出发，考虑到蓄冰池中水的浮力，使用了一些经验计算公式，最终模型可以计算最多 4 个出冰口时堆积冰的形状。程序可以用来计算对给定蓄冷量下蓄冰池的最小容积、确定蓄冰池中所蓄显热、潜热的量等参数。但是他的程序针对的是制冰机和蓄冰池一体的情况，制得的冰也是柱状颗粒物。

Yoshiyuki^[52], Masayuki^[53] 等人对过冷水生成的冰浆在圆柱形蓄冰池中的贮存特性作了实验及物理模型的详细的探讨，冰浆贮存过程实际上是冰晶粒子逐渐上浮并堆积形成一个“富冰层”的过程，两位作者使用了相同的模型，认为富冰层形成了一个在一段时间内结构不变的多孔介质体，冰堆积的过程中冰浆中的水在此多孔介质体中渗流，以此模型计算出的结果分别与冰浆流量为 0.33, 0.92Kg/s 时的实验结果相比基本吻合。该模型结果可用来设计冰浆贮存时的流量，出冰口的数量及空间布置情况，对蓄冰池设计有很大帮助，但是其模型计算的合理性及正确性有待商榷，本文将在 4.2 节对之加以论述。

Masahiko Yamada^[54] 等人从热平衡的角度对冰浆冷量贮存的特性加以模拟，得出了冰浆贮存时间及贮存冰浆的 IPF 作为影响参数对整个冰蓄冷系统性能影响，但这一模型是在假设蓄冰池中冰浆是均匀分布的前提下得出的。Huei-Jiunn Chen^[55-57] 等人探索了在最小生存周期成本和蓄冰池效率的条件下冰蓄冷空调系统的优化，通过使用数值程序模拟，系统优化分析，获得制冷机和蓄冰池容量的最优值，但他们的模型仅是把蓄冰池作为一个换热器，冰浆在其中贮存与环境换

热，由此得出蓄冰池的效率进而附加上其它条件对之分析得出蓄冰池容量最优值。

I.S. Choi^[58] 等人开发了一种新式的冰收获 (harvest) 类型的蓄冰系统，通过在蓄冰池中水下安装蒸发平板来实现制冰，而传统冰收获类型的蓄冰系统，蒸发平板布置在蓄冰池的上部。实验研究了新旧两系统蓄冰池的温度分布及性能特性。

以上学者试图从冰浆贮存物理机理、加入添加剂、分析贮存物理模型等方面解决冰浆贮存分布不均、长期贮存的问题，取得了一定的成果，目前的研究结论仅限于对冰浆贮存后冰粒子发生物理变化的机理有较为深入的认识，但冰浆贮存模型往往以简化的模型为主，对蓄冰池中冰浆的贮存过程的研究较少，从现有学者的研究趋势来看，深入剖析蓄冰池内冰浆贮存的模型，得出相应贮存规律，从而解决上述问题是今后冰浆贮存研究的重要内容。

1.2.2.2. 冰浆融化取冷研究

冰浆融化一般分为间接融化和直接接触式融化两种。许多学者对前者，冰浆在换热器^[39, 59]及管道^[60, 61]及容器^[62, 63]中流动融化的过程作了实验和理论研究，得出了较为一致的结论。对后者研究的文献则相对较少，对冰浆在蓄冰池中的取冷融化过程的研究更是少之又少。

Shigeo Aoyama^[64] 等人对容器中鼓入热空气时的冰浆融化特性作了实验研究，得到一些关于温度效率、除湿效率和融化完成时间的经验关系式。

文献^[65]实验研究了冰在蓄冰池中融化的特性，测量了矩形冰(近似不变大小: 27×27×32mm)，小石子类型(颗粒大小 5-10mm)，粒子类型(颗粒大小 1-3mm)类型的冰容积传热速率及融化持续的时间，指出循环热水的流动速率是影响传热速率的主要因素。

当贮存在容器中的冰层融化时，分布在冰层上方的进口水流易于形成一个通道贯穿冰层，一旦这一通道形成，水流将聚集于此通道进一步增大通道的尺寸，因此阻止了冰层均匀融化及有效利用贮存冷量，Chaedong Kang^[66]等人研究了水溶液和平均直径 0.2mm 的冰粒子形成的冰浆堆积床在水溶液的直接或间接的喷洒下的融化过程。在观察中也发现冰层中形成了通道，喷洒在冰层上部的水溶液几乎不能渗入冰层，而是直接经由通道流出。作者改变进口温度和流率参数做了一系列融化实验，指出了上述冰层融化的两种机理：a) 水溶液喷射的搅拌扰动使之与冰粒子换热作用；b) 水溶液在上述形成的通道中流动与冰粒子的换热作用。最终的实验结果证明前者起到了决定性作用。

文献^[67-70]数值模拟了长方体池中冰粒子（平均直径 22.23mm，高 25.4mm 圆柱状冰颗粒）融化过程并与实验数据进行了对比；在修改了一个三维、时间隐式、欧拉有限差分格式的流体动力学开源程序 MSOLA 基础上开发了程序 MELTCONTROL，分析了冰填充的表面形状，两种不同进口融冰水分布——均匀分布和非均匀分布条件下融冰水出口的温度变化及融冰持续时间；文献^[52, 71]分别给出了一个假设在圆柱形蓄冰池内贮存的冰浆均匀分布的一维融化模型，模型计算出的蓄冰池出水温度与实验数据吻合较好。

由于制取冰浆往往使用含有氯化钠、乙二醇、乙醇等的二元溶液，因此融化冰浆取冷时也会用到这种二元溶液，对这方面的研究目前还较少，M. Sugawara^[72]等人数值和实验模拟水平平板冰在方形池中氯化钙溶液上部融化的过程，提出了能近似预测融化速率的二维模型。观察发现即使冰和液体之间没有起始温度差存在，平板冰融化自发的使融化前端温度降低。他们在融化实验过后观察到粗糙而奇怪的融化前端，见图 1-8，这被认为是促进冰融化的原因，而出现在接近融化前端的浓度梯度则是引起复杂随机对流现象的决定因素。



图 1-8 CaCl_2 溶液融化平板冰时形成的类似鲨鱼皮的融化表面

从以上学者的研究结果可以看出，大部分集中在冰或者大的冰颗粒、板状冰的融化研究，而蓄冰池中冰浆融化是涉及到冰的颗粒大小、贮存时浮在水面上的冰及浸入水中冰的质量及形状，融化水的温度、流量、进口水管的几何尺寸及布置等参数的复杂过程，各种参数的影响特性需要进一步分析研究，找出冰浆的融冰规律及传热特性，为优化冰蓄冷系统提供必要的基础数据。

1.3 本文研究内容

以上的研究现状的分析表明，在冰浆固相含量测量的研究中对冰球、盘管在蓄冰槽内 IPF 测量的居多，而对冰浆固相含量在线测量研究较少，相应测量装置较复杂，价格较高；在冰浆贮存研究方面，以研究减小贮存团聚、合理分配贮存

冰量以优化整个冰蓄冷系统为主，对贮存时的冰浆堆积过程、堆积机理、蓄冰槽设计的研究较少，相应的模型分析也相对较少；在冰浆融化研究方面，以研究冰浆在换热器、管道、容器的换热为主，对冰浆在蓄冰槽内融化特性、机理研究则很少涉入。

综合以上论述，本文确定的主要研究内容如下：

(1) 冰浆固相含量测量的研究，目的为得到实时测量冰浆固相含量的方法及测量装置。

(2) 冰浆在蓄冰槽内蓄冰时的动态特性研究，分析影响冰浆贮存动态特性及贮存均匀度的因素。

(3) 建立合适的模型，数值模拟冰浆蓄冰时的动态过程，预测蓄冰时冰浆堆积的发展方向，得到相应的蓄冰机理。

(4) 冰浆在蓄冰槽内融化时的动态特性研究，确定堆积冰浆的融冰机理、蓄冰槽内融冰过程的温度分布特性及影响融冰传热性能的因素。

2 冰浆的固相含量测量

本章参考国外学者提出的利用电导探针测量气液两相流空隙率的方法^[73-75], 提出了一种通过测量溶液电导率来实时测量冰浆固相含量的方法, 创新的设计出了自己的测量电极——三对对圆弧电极及一个微电极, 建立了相应的固相含量测量数学模型, 并在此基础上设计制造一套能基本满足工业应用精度要求的实用冰浆固相含量在线测量装置, 同时针对文献中提到的激励信号频率存在争议的问题进行实验和数据分析。在实验顺序上将首先对TBAB冰浆进行静态及动态的固相含量测量实验, 然后利用已有实验结论对NaCl盐水冰浆进行动态实验验证。

2.1 测量原理

由于一般盐水冰浆是通过盐溶液在制冰机内过冷制成, 且广义冰粒子与盐溶液的电阻率有显著不同, 常温下浓度20%TBAB和5%的NaCl盐水的电阻率值约为0~1 $\Omega \cdot m$, 而相应的固相TBAB包络化合物和冰的电阻率值在 $10^5 \sim 10^6 \Omega \cdot m$, 可以看作是不导电物质, 则一定冰浆两相溶液内固相粒子含量即冰浆固相含量与冰浆混合物电阻率成一定的函数关系, 测量出不同固相含量盐水冰浆的电阻率, 并寻求此电阻率与盐水冰浆固相含量的函数关系, 则相应的盐水冰浆的固相含量可得。本文的测量装置正是基于此原理而成。

我们知道, 对两相流中的扩散流, Maxwell首先对其进行了电导率的研究^[76], 他认为均匀大小的球状不导电物扩散在连续介质里, 扩散混合物的电导率可以表示为:

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_f} = \frac{2-2\lambda}{2+\lambda} \quad (2-1)$$

以TBAB冰浆为例, 其中固体粒子粒径分布在 10-100 μm 之间^[77], 近似可以认为是一种球状物体, 且可以认为是一种不导电物质。另外TBAB冰浆在流动输送过程中, 固体颗粒的密度与水相近且混合均匀, 因此Maxwell模型可以应用于本测试系统。

由式(2-1)可知, 固液两相流中固相含量可以表示为:

$$\lambda = \frac{2-2\omega}{2+\omega} \quad (2-2)$$

式中 ω 为混合物与纯液体的电导率比 $\frac{\sigma_t}{\sigma_l}$ 。

Maxwell是从微观电场理论对两相流的电导率研究，从而间接得出了相应的混合物固相含量与电导率比的关系，测量得出电导率比，则实际混合物的固相含量也就相应得出。本文则从现有的电阻率定义出发，将固液混合物近似看作两种不同导电电解质液体混合物，应用混合液体并联电阻模型^[78]推导出了相应固相体积份数模型。

由电阻定律的关系式可知：

$$R = \frac{\rho L}{S} \quad (2-3)$$

式中的比例系数 ρ 称为电阻率，其倒数 $1/\rho$ 即为电导率，它仅与导体的材料性质有关，而与导体的几何形状无关； L/S 的倒数与导体形状有关，称为电导池常数。

由式(2-3)得固液两相流体中固相电阻：

$$R_s = \frac{\rho_s L_s}{S_s} \quad (2-4)$$

液相电阻：

$$R_l = \frac{\rho_l L_l}{S_l} \quad (2-5)$$

固液两相流体的总电阻

$$R_t = \frac{\rho_t L_t}{S_t} \quad (2-6)$$

而总电阻满足两种电解质溶液混并联电阻模型：

$$\frac{1}{R_t} = \frac{1}{R_s} + \frac{1}{R_l} \quad (2-7)$$

由液体电阻率模型：

$$L_s = L_l = L_t \quad (2-8)$$

TBAB冰浆的固相体积含量可以表示为：

$$\lambda = \frac{V_s}{V_t} = \frac{S_s L_s}{S_t L_t} \quad (2-9)$$

则由(2-8)(2-9)两式可得：

$$S_s = \lambda S_t \quad (2-10)$$

$$S_l = \lambda S_t \quad (2-11)$$

将(2-4)－(2-6)式，(2-8)－(2-11)式代入式(2-7)得：

$$\lambda = \frac{\rho_t - \rho_l}{\rho_s - \rho_l} \cdot \frac{\rho_l}{\rho_t} \quad (2-12)$$

式(2-12)即为上文所述TBAB冰浆固相含量与电阻率之间的函数关系, 式中如上文所述已知 ρ_s , 远大于 ρ_l , 同时电导率 σ 与电阻率 ρ 为倒数关系, 因此上式可简化为:

$$\lambda = 1 - \frac{\rho_l}{\rho_t} = 1 - \omega \quad (2-13)$$

如果能够测量出 ρ_t 、 ρ_l , 则固相含量可求。

2.2 实验

2.2.1 实验装置

整个实验装置由冰浆生成装置、固相含量测量装置和固相含量标定装置组成。TBAB冰浆的生成条件简单, 只需在常压以及 $0 \sim 12$ °C 的温度条件下即可实现。在烧杯中加入适量一定浓度下的TBAB水溶液, 置于由恒温水浴提供的恒温不冻液环境中实施降温。降温的同时在烧杯内施加搅拌以降低包络化合物生成时的过冷度。当溶液温度降低到一定程度时, 包络化合物随即生成。生成的包络化合物晶体颗粒细微, 均匀悬浮于剩余溶液中, 形成白色浆状流体, 称为TBAB包络化合物浆, 即TBAB冰浆。生成包络化合物之后, 如果继续降低TBAB冰浆的温度, 则将有更多的包络化合物从剩余溶液中继续生成, 从而使浆状的TBAB冰浆越来越稠, 直至全部冻结。



图 2-1 实验室制备的 TBAB 包络化合物浆 (CHS)

如图 2-1 为实验室制取的TBAB冰浆实物照片。这种方法生成TBAB冰浆可以用来进行TBAB冰浆固相含量测量的静态实验, 而动态管流中TBAB冰浆固相的测量则是在能够制取大量的TBAB冰浆的流动实验台^[15]上进行的, 因此称之为动态实验, 具体内容见2.2.2.2节。

固相含量测量装置的构成如图 2-2所示, 由信号发生装置, 测量传感器电极及数据采集装置构成。

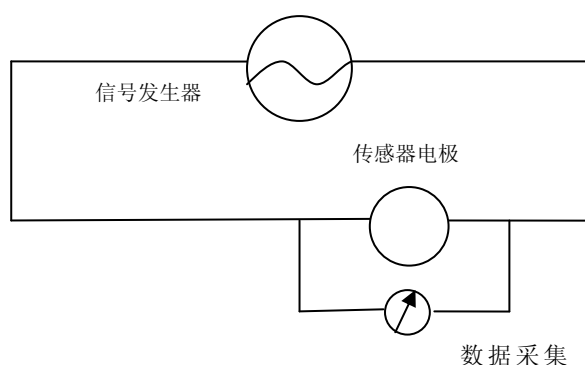


图 2-2 固相含量测量简单原理图

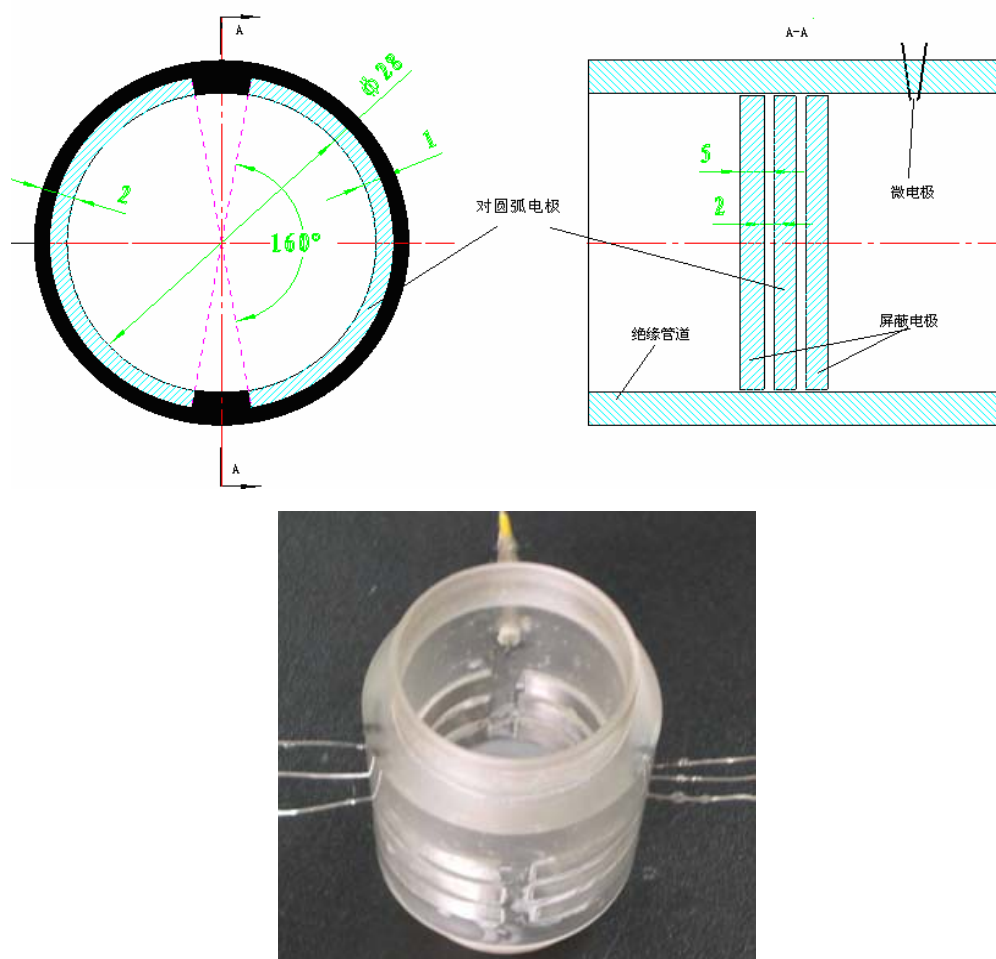


图 2-3 测量电极示意及实物图

信号发生装置为交流信号发生器EE1641C, 可提供交流正弦波、三角波、方波等基本波形, 频率输出为0.2Hz—5MHz, 为传感器提供不同波形、不同频率的激励信号。传感器为三组对圆弧电极构成的大电极和一个微电极组成, 具体结构见图 2-3, 大电极用来测量TBAB冰浆混合物的电阻率, 三对对圆弧电极宽5mm,

间距2mm，圆弧中心角160°，中央一对圆弧电极为测量电极，两侧采用同样的屏蔽电极对中央电极加以屏蔽以消除其边界效应；微电极布置于对圆弧电极前端，电极相距20微米，其功能是作为参比传感器测量相应纯（绝对不含有固相粒子）电解质溶液的电阻率。图中电极经试验均采用了耐腐蚀且表面不易氧化的不锈钢制作，对圆弧电极紧密粘结镶嵌于绝缘管内壁。数据采集装置为Agilent 34970A数据采集仪，完成电压、电流信号的处理和采集工作。整个测量装置基本原理为：通过交流信号发生器发出交流激励电压，驱动传感器，并由数据采集仪采集传感器两端的电压及电流，从而得出传感器的电阻抗。

从测量精度及实用操作简便性考虑，结合绪论中对各种测量方法的筛选，本文采用量热法对固相含量进行标定，实际装置如图 2-4所示，固相含量标定装置的漏热标定见附录一，以后本文如无特别说明，所有对固相含量的标定工作均采用此方法。

固相含量标定装置由与外部热绝缘良好的不锈钢容器及相应的电加热、搅拌、测温等装置构成，电加热量由示功器直接读出，也可接入电脑采集相应的功率等参数。由式(2-14)可以较精确的确定TBAB冰浆中的实际固相含量，用以标定上述固相含量模型。

$$Q=c_s \int_{t_1}^{t_0} \chi(t)dt + \chi(t_1)L_s + c_i[1-\chi(t_1)](t_0-t_1) + c_i \int_{t_1}^{t_0} [\chi(t)-\chi(t_1)]dt + c_i(t_2-t_0)+Q_0 \quad (2-14)$$

式(2-14)右端 5 项分别为：固相从 t_1 到 t_0 段显热，初始固相潜热，纯TBAB溶液从 t_1 到 t_0 段显热，TBAB冰浆从 t_0 到 t_2 吸收的显热，量热装置热损失。

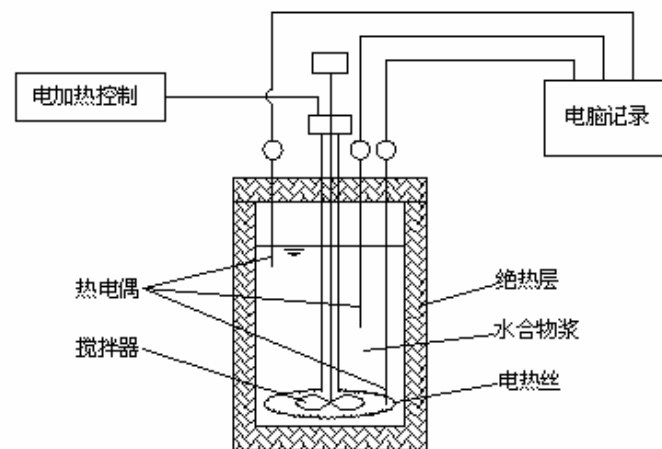


图 2-4 固相含量热平衡法测量装置

2.2.2 实验过程

2.2.2.1. 静态实验

实验采用了同种材料、不同结构的大小电极，其相应的电导池常数不同，信号采集装置测量得到的只是相应电极的阻抗值，由于模型中采用电导率比值作为测定参数，见式(2-13)，因此需要首先确定大小电极的电导池常数比 K 。

将大小电极置于同一种溶液中，由信号采集装置得出其阻抗值，对同种溶液其电导率相同，因此此时阻抗比即为电导池常数比。图 2-5为测量电导池常数比随时间的变化率，从图中可以看出在测量时间内，考虑到测量误差的影响，可以认为此比值基本不变。

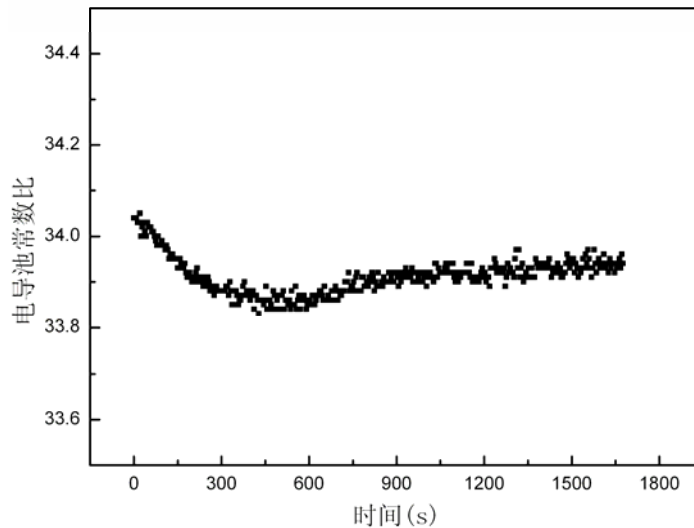


图 2-5 测量电导池常数比随时间的变化

将溶液在恒温水浴中搅拌到TBAB冰浆生成并稳定在某一温度，在此恒温下TBAB冰浆中的固相含量不变，使用传感器电极测量并采集信号至电脑，完成后将TBAB冰浆转移至已冷却至此温度下的热平衡法固相含量测量装置完成标定过程。此时得到的是质量固相含量，已知TBAB水溶液密度及固相TBAB包络化合物密度，转化为相应的体积固相含量即可。

2.2.2.2. 动态流动测量实验

使用文献^[15]的TBAB冰浆流动实验台来完成本文的固相含量测量的动态实验，将测量装置安装在TBAB流动实验台末端，见图 2-6，部件 16 代表固相测量装置，1 为制备TBAB冰浆的换热器，2 为变频泵用来调节制备出的TBAB冰浆的流量，与静态实验类似，首先确定电导池常数比，然后进行固相含量测量实验。

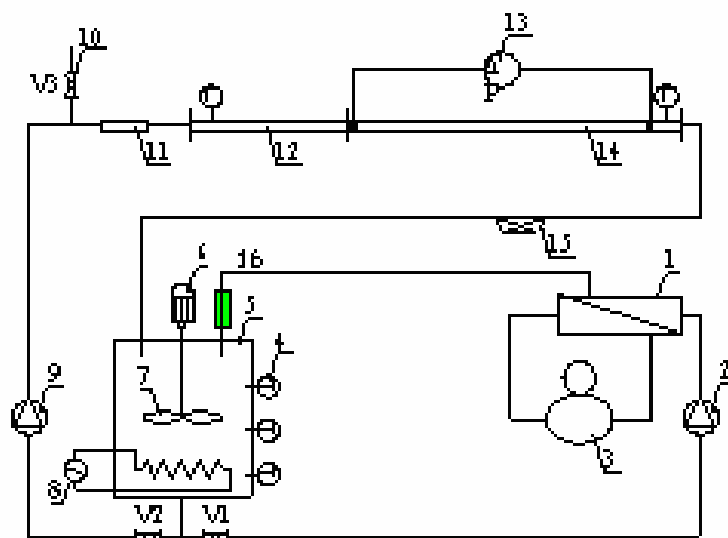


图 2-6 TBAB 动态流动冰浆固相含量测量实验台系统图

1. TBAB 冰浆制造热交换器, 2. 变频泵, 3. 制冷机, 4. 热电偶, 5. 储存槽, 6. 搅拌电机, 7. 搅拌叶片, 8. 交流电加热器, 9. 变频泵, 10. 排空阀 (V3), 11. 窥视管, 12. 水平实验管 (入口段), 13. 差压计, 14. 水平实验管 (充分发展段), 15. 科里奥利流量计, V1~V3. 截止阀。16. 固相测量装置

2.3 结果与分析

2.3.1 静态实验结果

静态实验的目的是确定测量装置的可靠性及精确度, 同时由于现有文献^[73-75]对测量频率的选取还存在争议, 因此本文在完成上述目的的基础上, 对此问题进行了相关分析。赧

2.3.1.1. 不同频率、波形下测量结果

按照上述实验过程, 分别测量配制好的质量浓度 25.83% 的 TBAB 溶液在全液相和固液两相混合态下的电信号, 改变激励信号的频率和波形得到仪器测量结果和热平衡标定结果如图 2-7、图 2-9 所示。

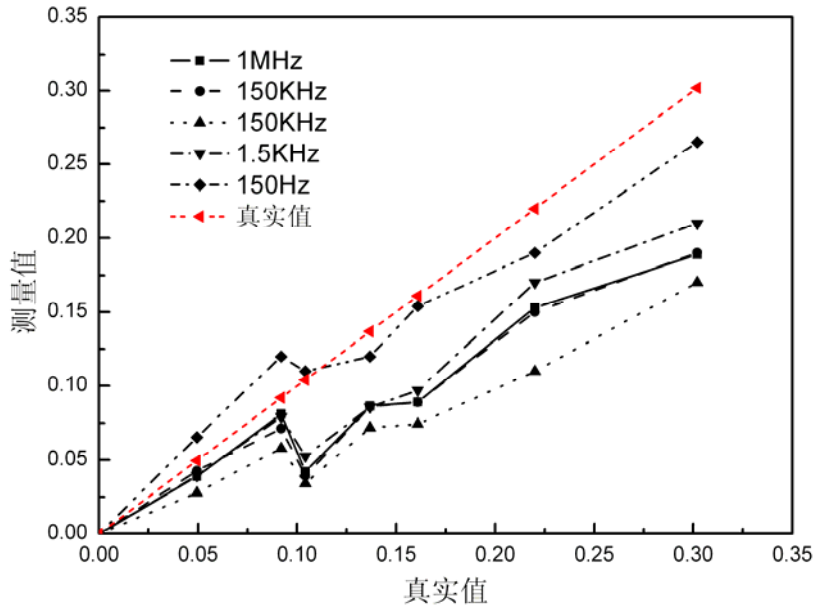


图 2-7 不同频率正弦波激励信号时的标定曲线

图 2-7 为正弦波激励信号不同频率时的标定曲线，图中横坐标表示使用量热法标定出的固相含量，纵坐标为仪器测量的固相含量，从图中可以看出，改变上述频率测量时：

- (1) 150Hz 下的测量结果最为准确；
- (2) 15KHz 下的测量结果误差最大；
- (3) 1MHz 和 150KHz 下的测量结果相当接近；

(4) 当固相含量不超过 10% 时，1.5KHz、150KHz 及 1MHz 测量与真实值较接近，固相含量大于 10% 时，上述频率下测量结果则误差较大。

对上述结果产生的原因分析如下：当交流信号加载于传感器电极上时，见图 2-8(a)，其等效的电路如图 2-8(b) 所示。这里 V 表示由信号发生器提供的激励信号， R 为对应于 TBAB 冰浆两相混合物的电阻， C_p 对应于由于液体分子与电极表面极化作用产生的电容， C_d 表示由于混合物的介电常数引起的电容。在 TBAB 冰浆两相混合物中 R 受到导电相（TBAB 溶液）和固相含量大小的影响， C_p 受介电常数、激励信号频率及固相含量的影响， C_d 则是导电相介电常数和固相含量的函数。这样，实际电路测量电阻抗值可以表示为式(2-15)所示的频率 f 的函数，从式(2-15)中可以看出：尽力消除 C_d 引起的阻抗 $1/2\pi fC_d$ 和 C_p 引起的阻抗 $1/2\pi fC_p$ ，保留 TBAB 冰浆混合物的电阻是测量优化的方向。

$$Z(f) = 1 \left[\frac{1}{R + 1/(2\pi f C_p)} + 2\pi f C_d i \right] \quad (2-15)$$

一般来说,当测试信号采用交流信号频率大于1KHz时,可以忽略极化电容 C_p 的影响,而 C_d 是混合物介电常数引起的电容,其值不受随频率变化的影响,因此图 2-8(b)转化为 R 和 C_d 并联的形式,增大 f 则相应减小了 C_d 引起的容抗 $1/2\pi fC_d$,使整个测量阻抗更多的表现了 C_d 容抗的性质,从而增大了测量误差。当频率较大,如上述150KHz和1MHz时,两者的容抗基本表现不出太大的区别,因此测量结果表现为结果(3)所述的情况;而采用低于1KHz 的频率时,虽然会增大极化电容 C_p ,但其容抗 $1/2\pi fC_p$ 却并不一定增加,与此同时低频大大减小了 C_d 引起的容抗,使整个测量阻抗表现为对应于TBAB冰浆两相混合物的电阻 R ,增大了测量的准确度,具体表现为结果(1)所述;处于中间的频率,如15KHz,恰使 C_p 、 C_d 的容抗都得到了体现,而 R 则被弱化,因此表现为结果(2)所述。

当固相含量较少时,液相极化作用相对明显,而高频对之有抑制作用,固相含量增大,上述极化则相对较弱。具体表现为测量结果(4)。

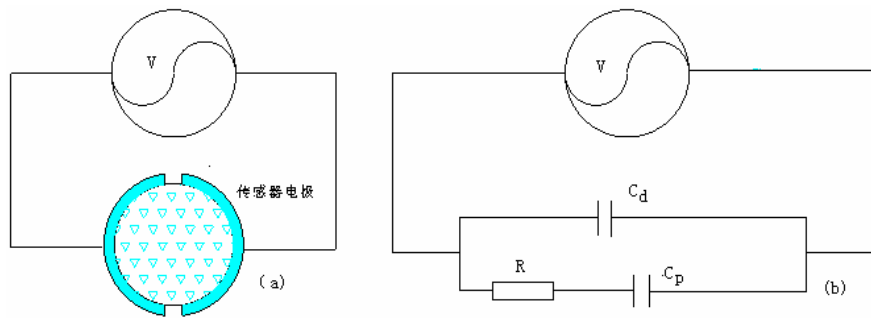


图 2-8 电极测量等效电路

图 2-9为方波激励信号不同频率时的标定曲线,其测量结果与正弦波类似,具体分析不再赘述。以上频率对测量结果的量化分析有待于采用更优的方法测量出相应的 C_p 、 C_d 值后进行。

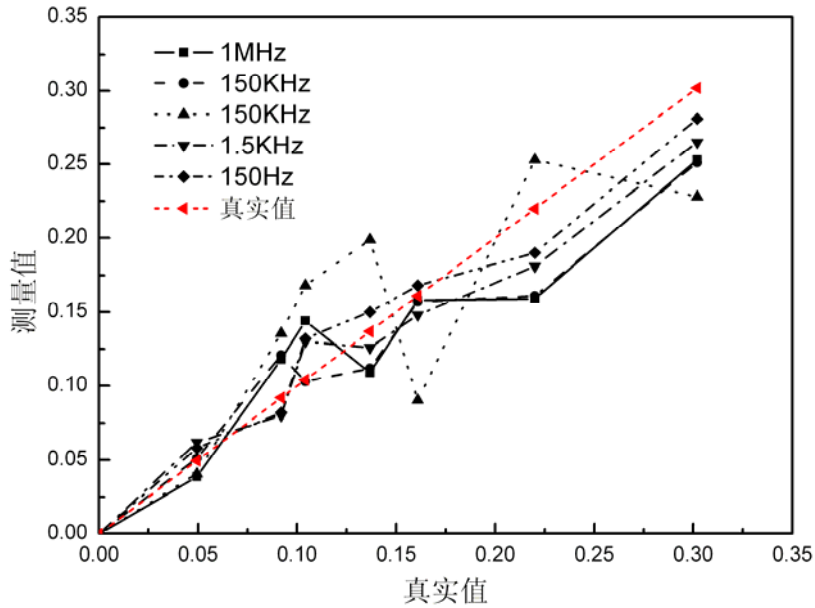


图 2-9 不同频率方波激励信号时的标定曲线

2.3.1.2. 测量误差分析

选取150Hz下不同波形的测量结果与标定结果比较如图 2-10所示,可以看出无论是采用正弦波还是方波激励信号测量结果都保持在 $\pm 4\%$ 的范围内,且方波测量具有更好的精度。但是在较低的固相含量下两种波形测量所得到的结果相对误差都较大,测量有待改进。

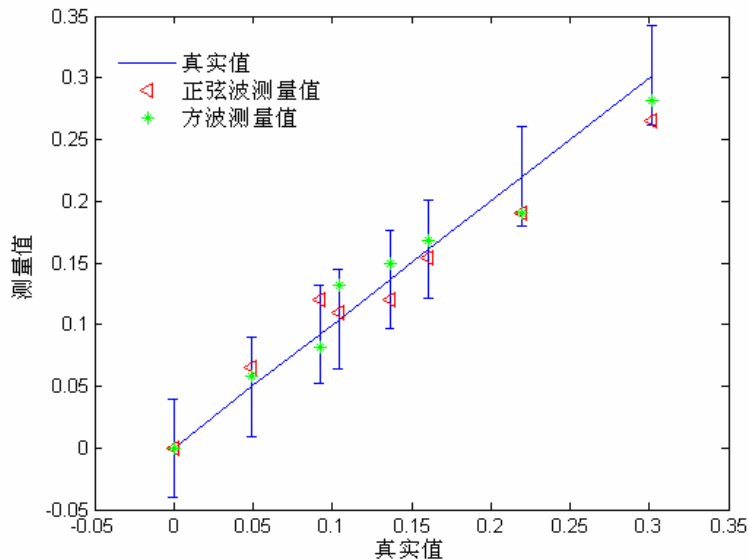


图 2-10 150Hz 下正弦波、方波标定曲线

2.3.2 动态流动实验测量结果

由静态实验的测量结果表明方波在 150Hz条件下测量结果误差较小,因此在

流动固相含量测量实验中采用此设置来确定测量条件。配比 17.3%质量浓度的 TBAB 溶液在如图 2-6 中的流动实验平台下测量，测量结果如图 2-11 所示。

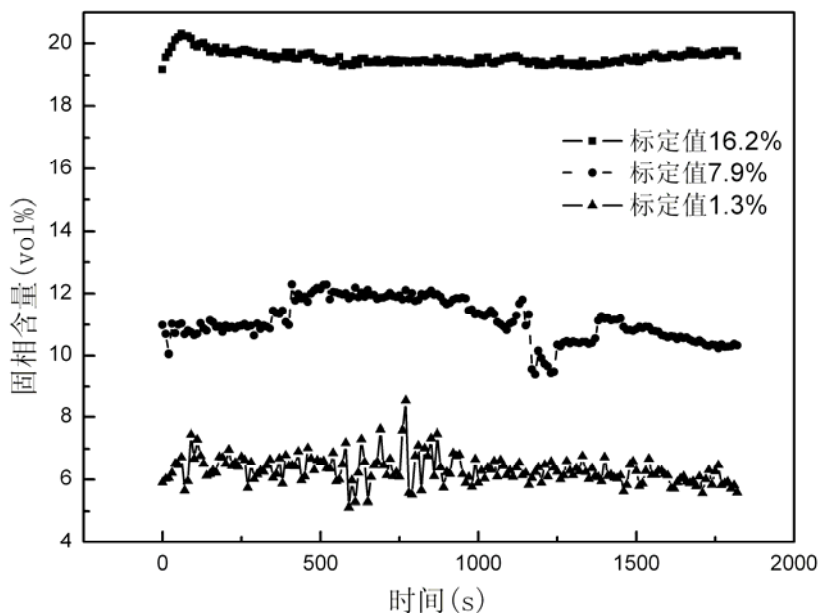


图 2-11 TBAB 冰浆流动固相含量测量结果

图 2-11 为 TBAB 冰浆流动测量时固相含量随时间的变化规律，从图中可以看出，TBAB 冰浆流动时测量结果比较稳定，但是各组实验结果与标定值的偏差相比静态时偏大，其中小固相含量中测量结果最大偏差达到了 7.23%，其它各组实验结果与标定值的偏差在 $\pm 5\%$ 之内。

为了验证冰浆固相含量测量装置在其它盐水冰浆流动时固相含量测量中的应用，采用自来水与固体 NaCl 配置质量浓度 5% 的 NaCl 溶液，制取 NaCl 溶液冰浆，按照上述流动 TBAB 冰浆固相含量测量实验方法，对典型的三组固相含量 20.2%、13.3%、5.9% 进行测量装置的验证，所得到的实验结果如图 2-12 所示。图中数据表明，动态测试中测量装置基本能够反映出实际的固相含量值，在高固相含量时的误差较大，最大误差 -6.86%，其它各组实验的误差相比静态实验的结果也出现了相对较大的偏差，但是偏差范围仍能维持在 $\pm 5\%$ 的范围内；同时各组数据出现了类似的规律，即各测量值存在阶段性的波动。分析上述出现实验结果的原因，测量中由于冰浆搅拌不均匀而使吸入管道中的冰浆固相逐渐减小，流动管道的绝热保温措施不够而使测量中部分固相融化而引起固相含量的减小可能是测量出现阶段下降原因之一；而管道中冰浆两相流的流形则会不同程度的影响测量的结果，固相含量较大时，冰浆中的冰粒子更容易团聚上浮将可能使测量值出现较大偏差。而且测量装置本身的误差也是影响实验结果的重要原因，宥于实验条件，对这些影响因素本文将不再详细分析。

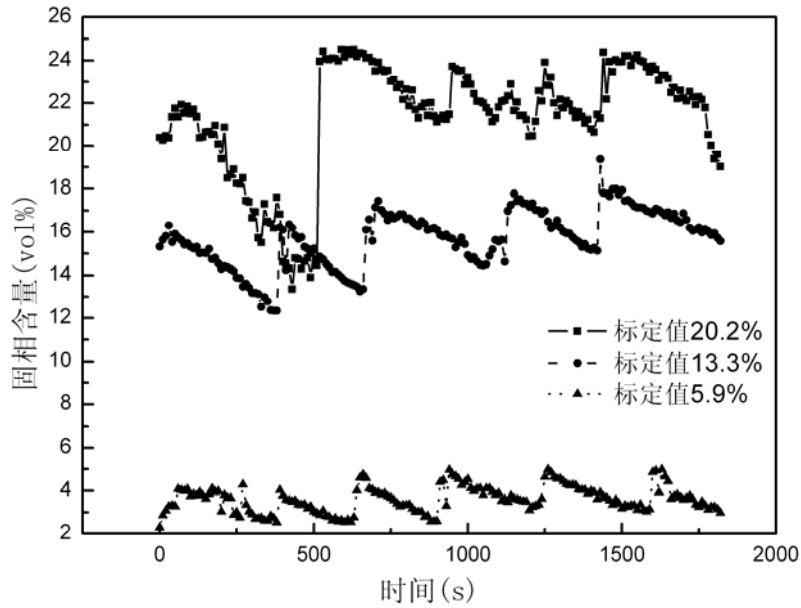


图 2-12 NaCl 冰浆流动固相含量测量结果

测量同时发现每次测量启停时均出现数据点的奇变现象,分析原因是由于测量装置安装在测量段末端,由于末端的湍流作用使部分空气混合入测量装置,此时空气在测量信号中表现为冰浆的固相,因此在数据中表现为局部的突变。

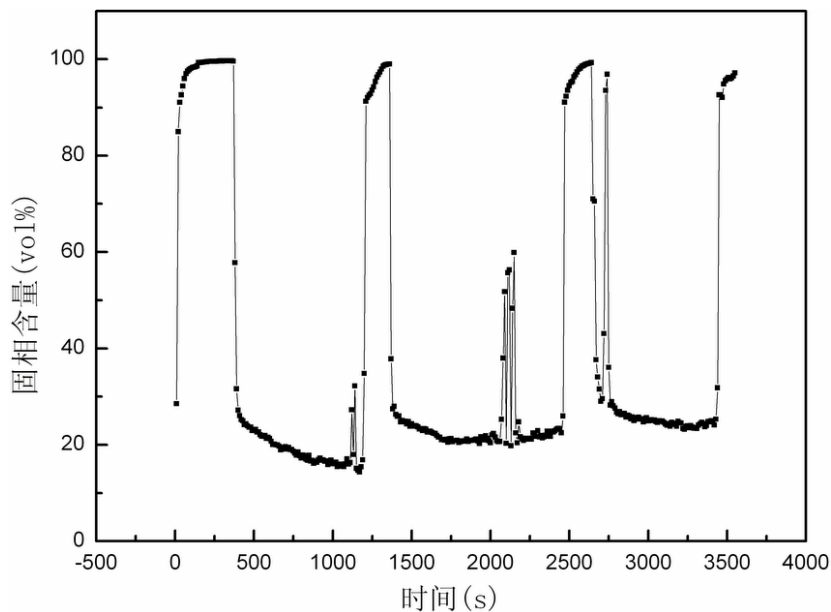


图 2-13 空气存在情况时冰浆流动固相含量测量结果

为验证这一现象,调整管道流速,使冰浆只能局部充满测量装置做相应的对比实验,实验结果如图 2-13所示,在调整管道流速接近 0 时,测量装置所示固相含量达到了近 100%,说明空气基本充满测量装置。反复的调整,最终得到图 2-11的固相反复变化的曲线。

流动测量实验表明,所设计测量装置基本可以完成对流动状态下冰浆固相含量的测量,但是为保持测量的准确性,必须保证测量管道中不能混有空气。

2.4 本章小结

本章对 TBAB 冰浆、NaCl 溶液冰浆的固相含量测量进行相应的研究,提出了测量上述冰浆固相含量测量模型,同时设计出了具有保护电极和微电极的测量传感器,并进行了静态和动态的实验测量验证,总体实验的结果表明:

(1) 采用正弦波或方波激励信号测量对测量结果的精度改变不大,方波比正弦波的测量精度相对有所提高。

(2) 测量装置所用激励信号应采用较小的频率,频率超过 1.5kHz,测量结果将出现较大偏差。

(3) 设计的固相含量测量装置基本满足冰浆固相含量工业测试需要,流动测量固相含量时需要保证测量段管道内不掺杂空气,且其实验结果比静态测量时的误差要大,整体偏差在 $\pm 7.5\%$ 范围以内,装置的测量精度有待提高。

(4) 由于测量原理的限制,测量装置不能对非电解质溶液形成的冰浆进行测量。

3 冰浆贮存动态特性实验

本章将对动态冰蓄冷中冰浆的贮存动态特性进行了实验研究,分析影响冰浆动态贮存的各因素,为动态冰蓄冷蓄冰槽设计提供相关指导。

3.1 实验目的、装置和方法

3.1.1 实验目的

冰浆贮存蓄冷过程,由于冰浆不断注入蓄冰池,其中的冰粒子不断堆积形成一个富冰层见图 3-1 (1),随着冰浆中的水不断从富冰层中渗流,富冰层在冰粒子堆积时受自重和浮力的作用下不断变形,见图 3-1 (2);与池中的水形成一个动态的边界,这里此边界称之为富冰层的轮廓,最终富冰层接触到蓄冰槽底部如图 3-1 (3)。定义富冰层浸入液面以下的部分为饱和富冰层,液面以上部分为非饱和富冰层,上述富冰层形成并逐步占据蓄冰槽内的空间,其变化过程对蓄冰槽容积利用率有着直接的影响,本实验的目的就是研究影响富冰层形成、变化的一系列参数,并分析各参数对其影响程度的大小。

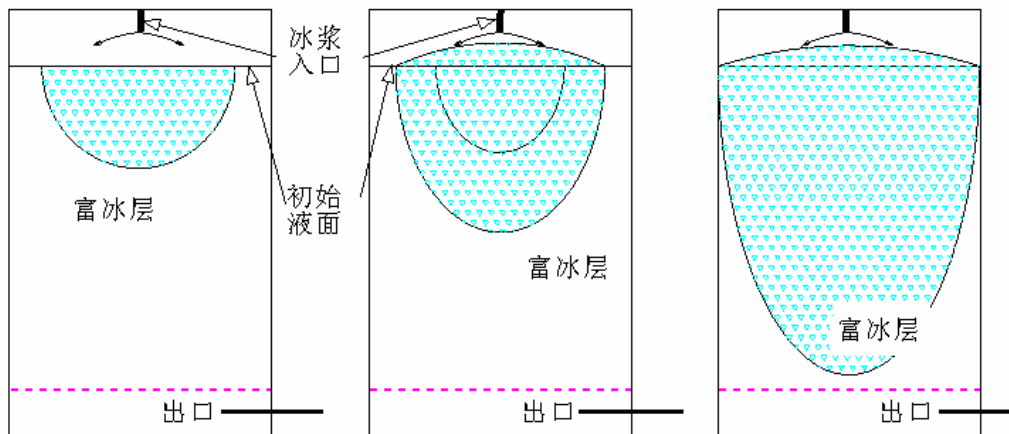


图 3-1 动态冰蓄冷冰浆贮存过程示意

3.1.2 实验装置

根据上述实验目的及整个系统运行要求,考虑以下实验影响参数来设计实验。

- 1、进入蓄冰槽的冰浆流量;
- 2、进入蓄冰槽的冰浆固相含量 (IPF);
- 3、蓄冰槽内初始液面高度 L ;

4、进入蓄冰槽的布水管设置。

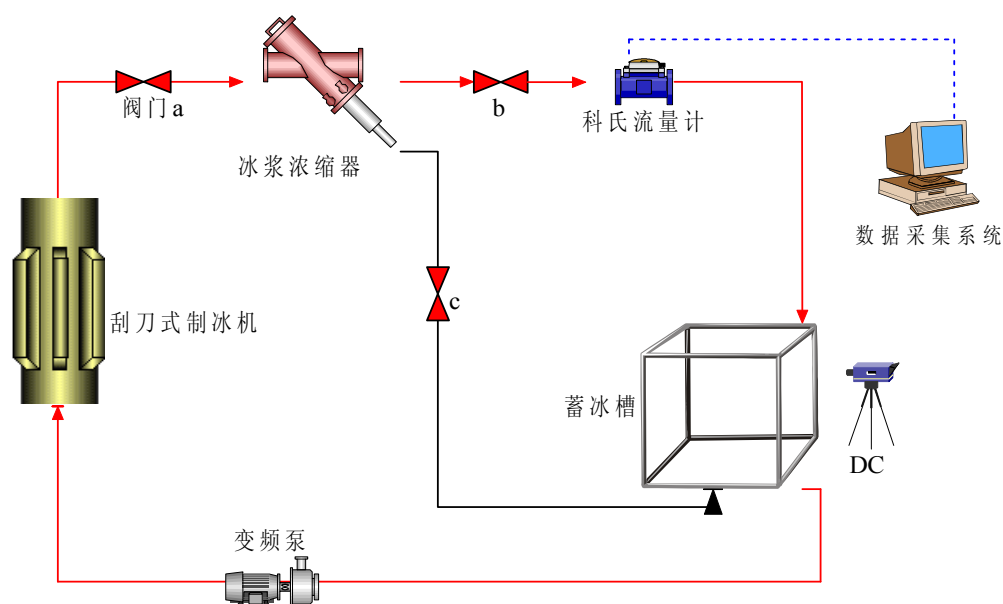


图 3-2 动态冰蓄冷实验系统

具体实验系统如图 3-2所示：整个实验系统由刮刀式制冰机、冰浆浓缩器、科里奥利流量计、蓄冰槽及相应的阀门、水泵构成，由数码相机（DC）拍摄、记录蓄冰时的动态过程。刮刀式制冰机由中科院广州能源研究所自行研制；冰浆浓缩器同为自行研制的套筒结构的三通过滤装置；科氏流量计为西安东风机电有限公司生产的ZLJC7型科里奥利流量计，量程 $0\sim 7000\text{ kg}\cdot\text{h}^{-1}$ ，精度 $\pm 0.25\%$ ；透明有机玻璃槽内容积 $1170\times 830\times 965$ （长 \times 宽 \times 高），出冰口（冰浆进蓄冰槽入口）垂直于初始液面，正对于初始液面的中心处，见图 3-3；选用WILO牌MHI系列不锈钢变频泵，变频器选用日立L100，可在 $0\sim 50\text{ Hz}$ 之间连续调节水泵电源频率。数码相机使用Sony DSC-T20，810万像素，置于蓄冰槽长度方向的中心位置，距其 1170×965 即长 \times 高面垂直距离1260mm。实验系统的具体规格及参数详见表 3-1。

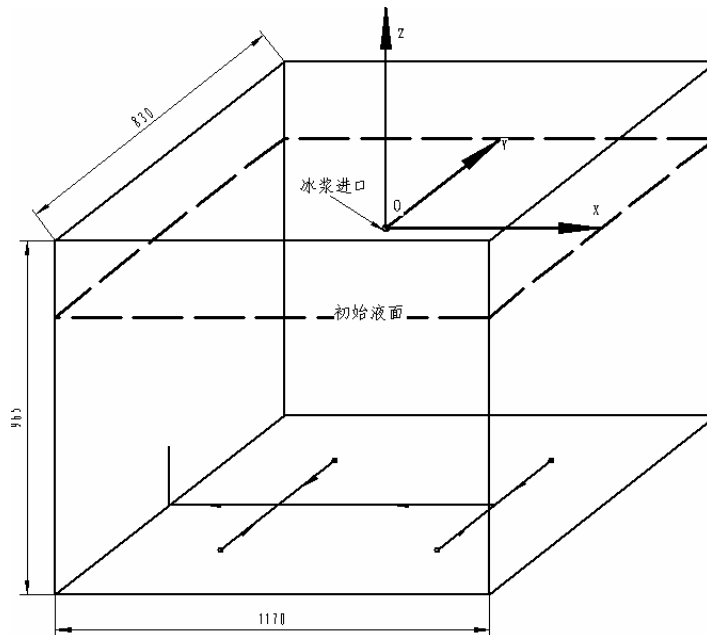


图 3-3 蓄冰槽及布管结构示意图

表 3-1 实验部件规格参数

| 名称 | 型号(规格) | 量程(特征参数) | 精度 | 生产厂家 |
|---------|---------|------------------------------------|--------|------------|
| 刮刀式制冰机 | / | 额定制冷量 7Kw | / | 中科院广州能源研究所 |
| 科里奥利流量计 | ZLJC7 | 0~7000 kg·h ⁻¹ | ±0.25% | 西安东风机电有限公司 |
| 冰浆浓缩器 | / | 外管 DN50, 内管 为内径 30, 外径 40 滤芯 | / | 中科院广州能源研究所 |
| 蓄冰槽 | 有机玻璃 | 1170×830×965 | / | |
| 变频泵 | MHI | 0—4.5m ³ /h | / | WILO |
| 变频器 | L100 | 0—50Hz | 0.1Hz | 日立 |
| 数码相机 | DSC-T20 | 8.1Mega pixels | / | Sony |
| 数据采集系统 | 34970A | / | 6.5 位 | Agilent |

3.1.3 实验方法

使用自来水配置质量浓度 5% 的乙二醇溶液，充分混合后置于透明有机玻璃蓄冰槽中，固定出冰口于蓄冰槽垂直高度方向的平面几何中心处，保持与蓄冰槽内液面垂直，打开实验系统中阀门 a、b 并关闭阀门 c，开启变频泵，待循环工质乙二醇溶液在系统中充分循环后，量取并记录此时蓄冰槽内乙二醇溶液的初始液面高度 L 及出冰口距初始液面的垂直距离。然后打开刮刀式制冰机制冰，期间调整好相机位置并固定焦距准备拍摄，以蓄冰槽内出现絮状冰晶颗粒为时间起点，每隔一定时间拍摄一次并记录下关键位置数据。为调整出冰口出冰的固相含量，打

开阀门b，旁通一部分纯乙二醇溶液（不含冰颗粒）至蓄冰槽，通过调整阀门b、c的开度来调节旁通乙二醇的流量，进而调节出口冰浆的固相含量。为了减少实验次数，对比分析冰浆流量等参数对蓄冰过程的动态贮存特性的影响，本文采用了如表 3-2所示的实验条件对之进行系统研究。

表 3-2 动态蓄冰实验条件

| 影响条件(序号) | 冰浆流量 (kg.s-1) | 入口固相含量(%) | 初始液面高度(m) | 出冰方式 |
|----------|---------------|-----------|-----------|------|
| 1 | 0.30 | 1.3 | 0.445 | 1 |
| 2 | 0.50 | 1.3 | 0.445 | 1 |
| 3 | 0.70 | 1.3 | 0.445 | 1 |
| 4 | 0.80 | 1.3 | 0.445 | 1 |
| 5 | 0.30 | 2.1 | 0.445 | 1 |
| 6 | 0.30 | 3.5 | 0.445 | 1 |
| 7 | 0.50 | 1.3 | 0.445 | 2 |
| 8 | 0.50 | 2.1 | 0.445 | 2 |
| 9 | 0.70 | 1.5 | 0.445 | 2 |
| 10 | 0.70 | 1.5 | 0.30 | 2 |
| 11 | 0.50 | 2.1 | 0.30 | 2 |
| 12 | 0.30 | 2.1 | 0.30 | 2 |

注：出冰方式，1 表示出冰口垂直液面向下距液面高度 315mm, 2 表示出冰口垂直液面向上距液面高度 215mm

3.2 冰颗粒粒径分析

冰浆在堆积过程中，由于冰颗粒的大小不同，造成固体冰颗粒相互作用的力也不相同，在溶液中形成富冰层时所搭建的骨架也随之受到影响，相应的富冰层的空隙率也会因此变化，所以对实验生成的固体冰颗粒进行粒径分析，确定其粒径范围十分必要。

对固体颗粒的粒径分析方法一般有两种：一种是筛分法，即实物固体颗粒取样，称重，然后采用目数渐次减小的标准筛逐步筛分后分别称重，得到颗粒粒径小于某一目数的颗粒重量占取样重量的百分比，最终确定取样的颗粒粒径分布；另一种则是通过激光粒度分析仪确定粒径分布。

上述两种方法在实际应用于无相变固体、不变形的颗粒时效果良好，但对于冰颗粒来说却不尽人意。筛分法应用于冰浆中的冰颗粒，首先要分离冰浆中冰和水就非常困难，其次是要提供恒温室以保证取样冰颗粒不融化以备筛选，另外分离后的冰颗粒之间摩擦力很大，很难将其从标准筛中筛出；对于粒度分析仪测量

冰浆中冰颗粒的粒度分布，同样也存在一些问题，激光粒度分析仪采用湿法分散技术，机械搅拌使样品均匀散开，超声高频震荡使团聚的颗粒充分分散，电磁循环泵使大小颗粒在整个循环系统中均匀分布，从而保证测量粒度分布的准确性，但是以上方法均会不同程度的破坏冰颗粒或使其部分融化，从而降低其测量精度。此外由于本实验室不具备该仪器，因此取样送检的时间较长，也会影响冰颗粒粒度分布的测量。

本文采用数字图像分析法对实验生成的冰浆进行粒度分析。取样并用数码相机拍照，利用形态学方法对所得图片进行分析，图 3-4即为一次拍摄得到的原始冰颗粒（左图）和经过数字图像分析处理后得到的冰颗粒图片（右图），取样 3 次并对各次粒径分布数据取平均，最终得到冰浆中冰颗粒的粒径分布如表 3-3 所示，从表中可以看出乙二醇冰颗粒粒径绝大部分集中在 0—150 μm 的范围内。

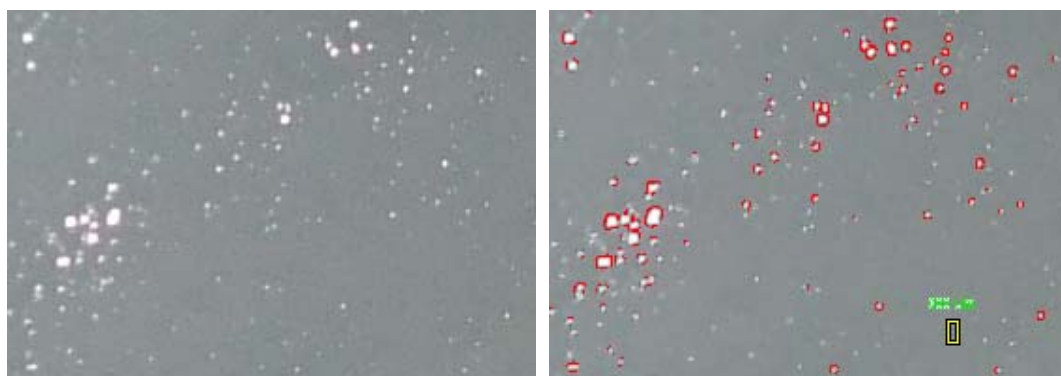


图 3-4 冰晶颗粒粒径分析处理

表 3-3 乙二醇冰颗粒粒径分布数据

| 直径尺寸范围 (μm) | 体积百分比(%) |
|--------------------------|----------|
| 0—50 | 30.66 |
| 50—100 | 41.68 |
| 100—150 | 18.36 |
| 150—200 | 5.55 |
| 200—250 | 2.13 |
| 250—300 | 0.94 |
| 300—350 | 0.34 |
| 350—400 | 0.20 |
| 400—450 | 0.09 |
| 450—500 | 0.06 |

同时对图像的处理可以得到各冰粒子面积及周长的数据，因此引入圆度 R 的概念：

$$R = \frac{\sqrt{4\pi S}}{\pi d} \quad (3-1)$$

这里 S 是冰粒子面积， d 为冰粒子直径， R 值越接近 1，说明取样所得冰粒子越接近圆形，由于拍摄得到的是粒径在平面上的投影图像，因此上述圆度是颗粒近似圆盘的程度，但考虑到取样颗粒的随机性，及各颗粒在各自位置摆放角度的随机性，可以近似认为上述圆度为球状冰粒子颗粒的圆度。图 3-5 即为从上述取样得到的颗粒圆度的分布图。从图中可以看出，近 70% 的颗粒圆度超过 0.6，可以近似认为颗粒为球形。

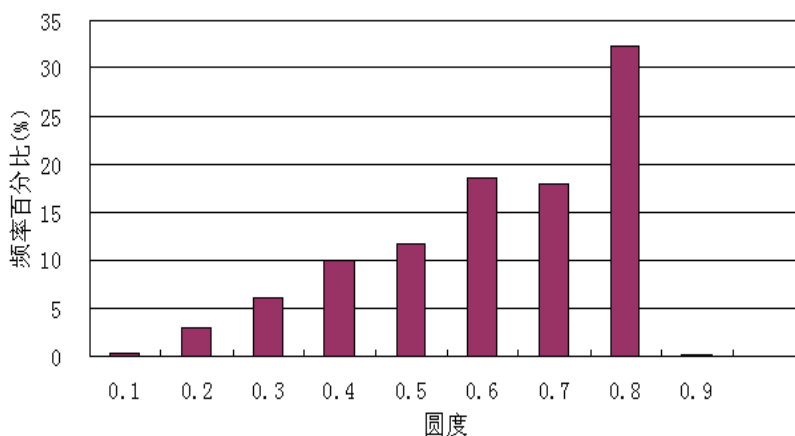


图 3-5 乙二醇冰颗粒圆度分布

上面得到的颗粒的粒径分布为离散型的，在定性分析上比较直观，但是在理论分析及计算方面则极为不便，为下文理论计算方便，需要将粒径分布数据整理成理论分布格式，颗粒粒径理论分布采用著名的 Rosin-Rammler 分布形式，Rosin-Rammler 分布假定在颗粒直径 d 与大于此直径的颗粒的质量分数 Y_d 之间存在指数关系：

$$Y_d = e^{-(d/\bar{d})^n} \quad (3-2)$$

其中 \bar{d} 为平均直径， n 为分布指数。将表 3-3 中粒径分布数据转换为如表 3-4 的形式，拟合后得到：

$$Y_d = e^{-(d/90)^{1.53}} \quad (3-3)$$

表 3-4 冰颗粒的Rosin-Rammler粒径分布

| 直径 d (μm) | 直径大于 d 的冰颗粒质量分数(%) |
|--------------------------|----------------------|
| 50 | 69.34 |
| 100 | 27.66 |
| 150 | 9.29 |
| 200 | 3.74 |
| 250 | 1.62 |
| 300 | 0.68 |
| 350 | 0.34 |
| 400 | 0.14 |
| 450 | 0.06 |
| 500 | 0 |

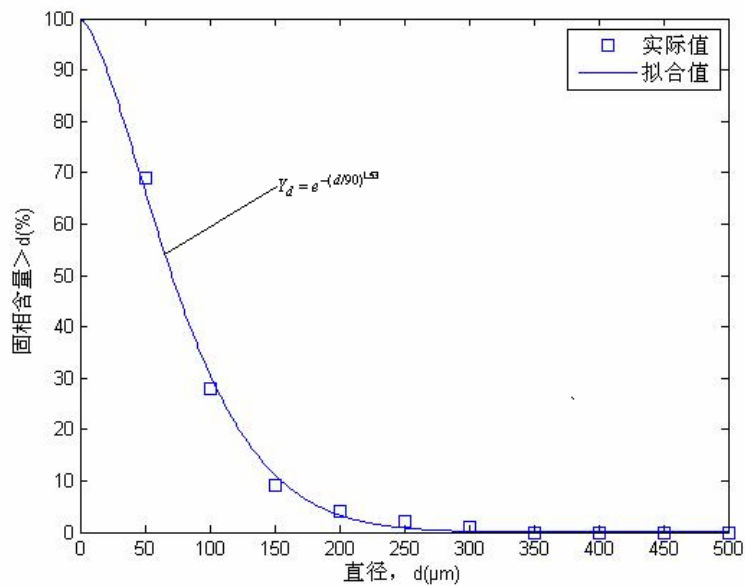


图 3-6 乙二醇冰颗粒的 Rosin-Rammler 分布

相应的测量及拟合粒度分布数据表示在图 3-6中，图中曲线横坐标表示颗粒的粒径，纵坐标表示相应的粒径的颗粒占总重量百分比的累积曲线，此曲线可以表示出颗粒的相对大小和均匀程度，曲线的坡度越陡，代表颗粒粒径越均匀，而且粒径较小。

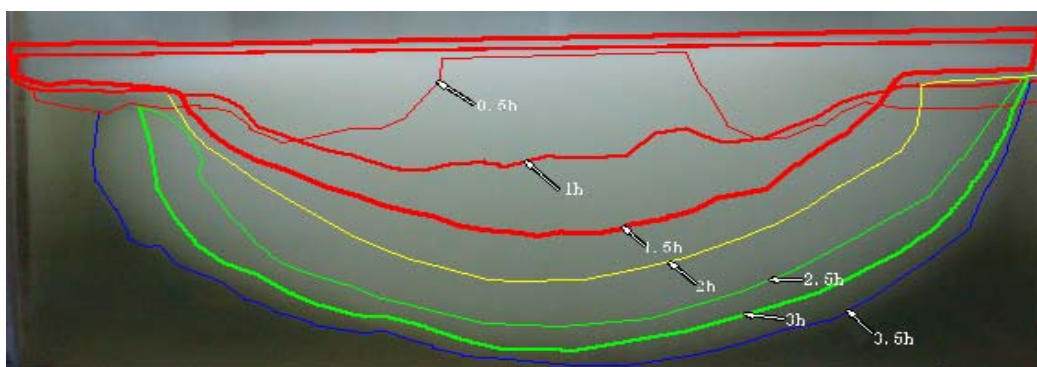
3.3 冰浆动态贮存实验结果

3.3.1 实验结果整体分析

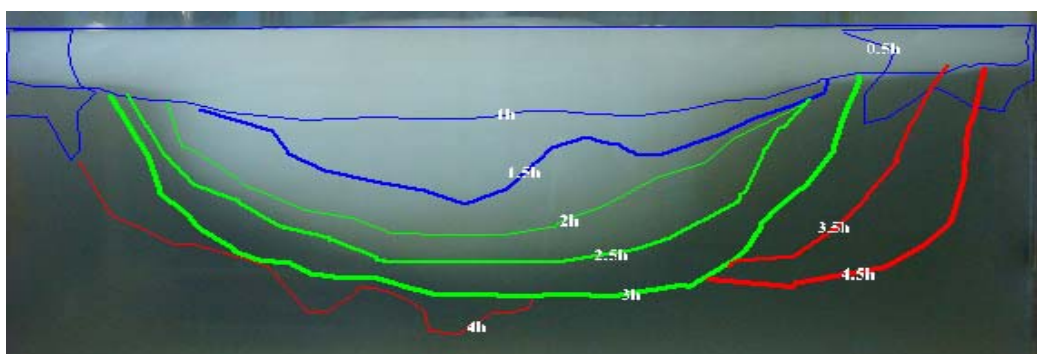
为叙述问题方便,建立如图 3-3所示,以初始液面的几何中心为原点,坐标轴与蓄冰槽各个面垂直方向建立直角坐标系,设定从开始出冰时刻为时间零点,富冰层沿x轴增长速率为 u ,沿z轴负方向增长的距离为 l ,所用时间为 t 。

图 3-7是不同流量下富冰层堆积的时变过程,图中参数 U 表示冰浆入口流量, λ 为入口冰浆的固相含量, L 为初始液面高度, DU 为出冰方式。初始堆积时,以 $t=0.5h$ 的堆积结果为例,冰浆中的冰粒子上浮后在蓄冰槽的周围形成靠近边壁处的富冰层,而进口管中轴线即蓄冰槽的中央位置只出现较薄的一层冰层;整个初始堆积的富冰层形状并不稳定。

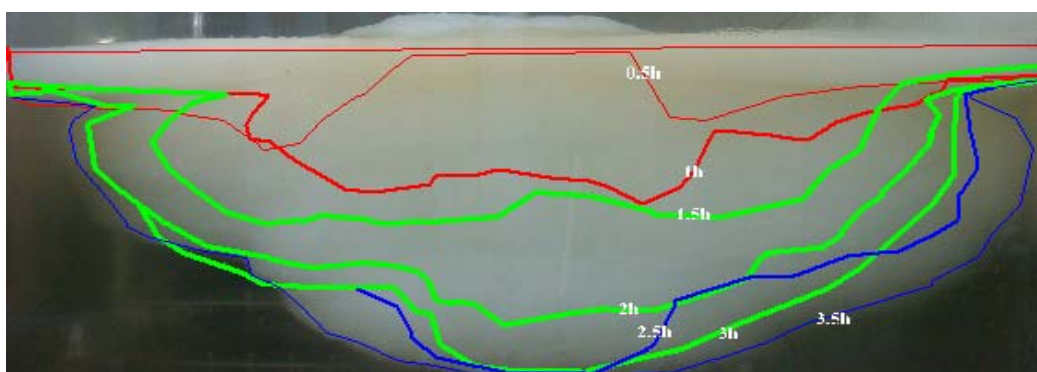
随着冰堆积的进行, $t=0.5-1.5h$ 这段时间,初始形成的富冰层逐渐变形并与后期进入槽中的冰一起,逐渐在槽的中央堆积,形成槽中央沿入口速度方向稍微突起,然后向边壁逐步过渡的近似抛物线形状的富冰层,与此同时,由于流量不同而引起的富冰层形状的变化影响结果也逐步呈现出来,较大进口流量的实验结果下,富冰层更易于向周边发散堆积,表现在其轮廓上则是,进口流量越大,富冰层中心处高度与近边壁处高度越相近,整个富冰层轮廓的曲率越小; $t>1.5h$,富冰层的高度逐步增大并逐渐向槽底接近,并延续上述流量越大富冰层越容易沿x方向堆积的规律,但是对于 $U=0.8kg/s$ 时的富冰层轮廓,在 $t=0-3.5h$ 时段内,出现了富冰层轮廓中心向内凹,近边壁向下凸出的形状,此实验结果产生的原因在于,流量的增大,对已经在蓄冰槽中央形成的富冰层的冲击力增大,使之不易在中央积聚,并且相同固相含量的情况下,流量增大,进入蓄冰槽的冰的质量越大,这部分冰在无法积聚在槽中央的情况下受到后进入冰的挤压作用向槽的边壁聚集,并且压迫已形成的富冰层,减少其空隙率,直到这种聚集使已经形成的富冰层达到一定的空隙率,我们称之为此条件下的临界空隙率,达到此临界空隙率后,后进入的冰粒子将不能再将此前形成的富冰层向蓄冰槽的边壁挤压,而只能沿垂直方向向下(z轴负方向)增长,表现在实验结果上就是 $t>3.5h$ 后富冰层沿z轴负方向增长并补充在槽中央的堆积。这一原因同样可以解释流量 $U=0.3kg/s$ 时比 $U=0.5kg/s$ 时更容易向蓄冰槽周边堆积, $U=0.3kg/s$ 流量时初始形成的富冰层比较疏松,特别是边壁处,而 $U=0.5kg/s$ 时流量较大,形成的富冰层相对密实,但是此流量产生的挤压作用仍不足以使已经形成的富冰层压缩得更密实,因此后期进入的冰相比 $U=0.3kg/s$ 不易向周边推进。



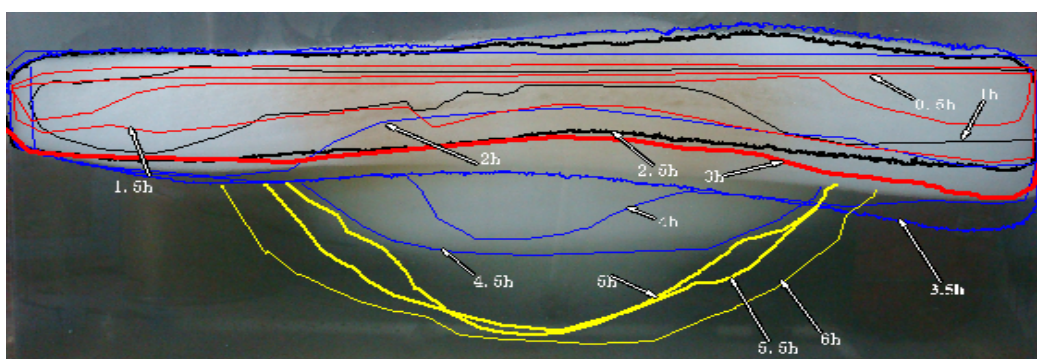
1: $U=0.3\text{kg/s}$, $\lambda=1.3$, $L=0.445\text{m}$, $DU=1$



2: $U=0.5\text{kg/s}$, $\lambda=1.3$, $L=0.445\text{m}$, $DU=1$



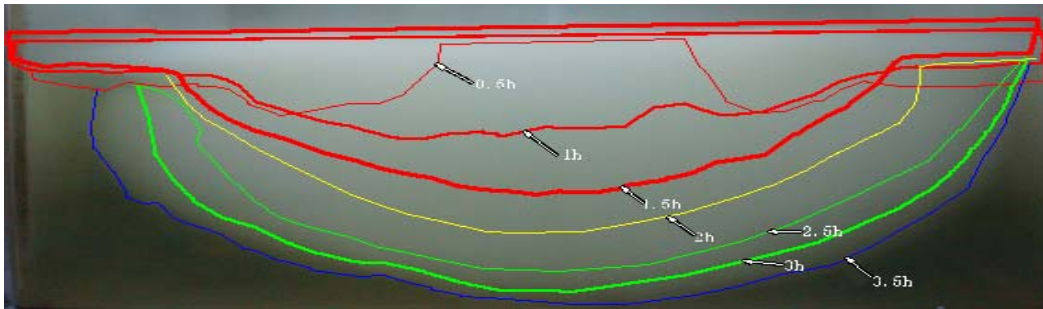
3: $U=0.7\text{kg/s}$, $\lambda=1.3$, $L=0.445\text{m}$, $DU=1$



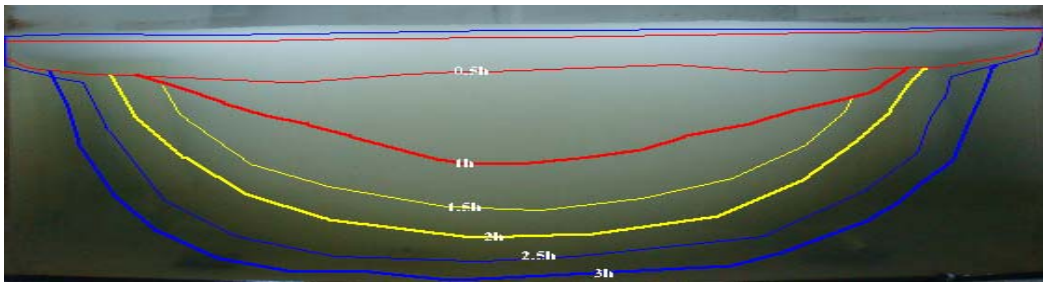
4: $U=0.8\text{kg/s}$, $\lambda=1.3$, $L=0.445\text{m}$, $DU=1$

图 3-7 不同流量下富冰层的时变堆积过程

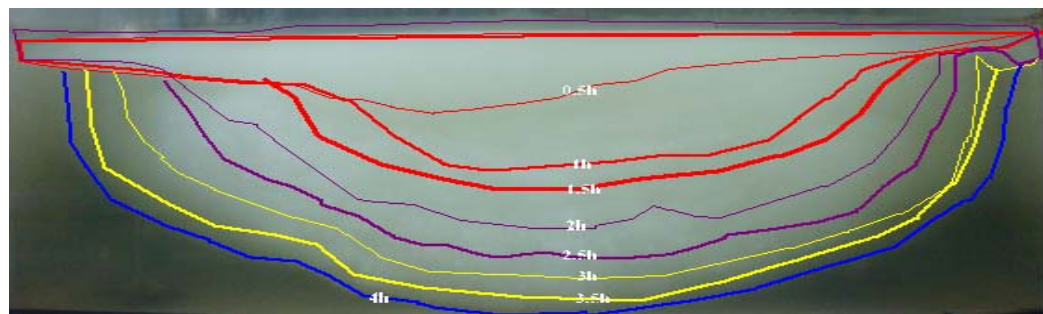
图 3-8为不同固相含量下富冰层时变的堆积过程，由于实验条件的限制，实验采用的入口冰浆流量为 $U=0.3\text{kg/s}$ 。从图中可以看出，固相含量越大，富冰层越容易在蓄冰槽中央积聚，这一现象在初始堆积时段 $t=0.5\text{h}-1\text{h}$ 时表现尤为明显；不同固相含量条件下形成的富冰层均呈现沿 z 轴负方向凸起的圆弧状，且随着堆积的进行，富冰层稳步的向 x 轴正负方向、 z 轴负方向推进，并保持其圆弧形状基本无变化；堆积的后期，相同时间间隔内，富冰层推进的速率逐渐减小，说明整个富冰层正处在一个逐渐加密，即其空隙率渐渐减小的过程。



1: $U=0.3\text{kg/s}$, $\lambda=1.3$, $L=0.445\text{m}$, $DU=1$

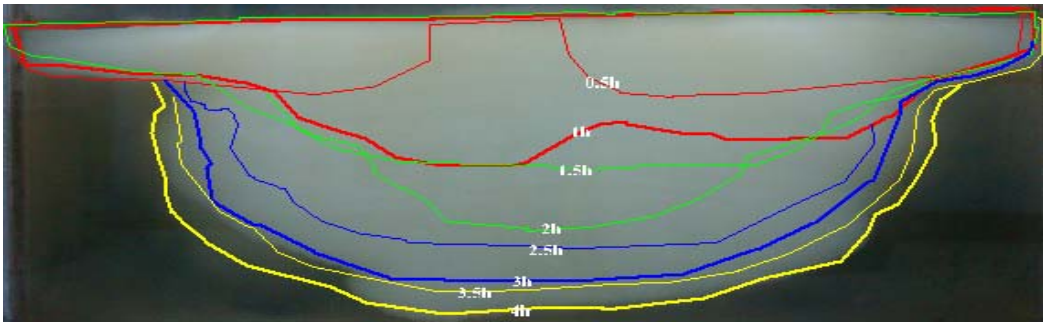


5: $U=0.3\text{kg/s}$, $\lambda=2.1$, $L=0.445\text{m}$, $DU=1$

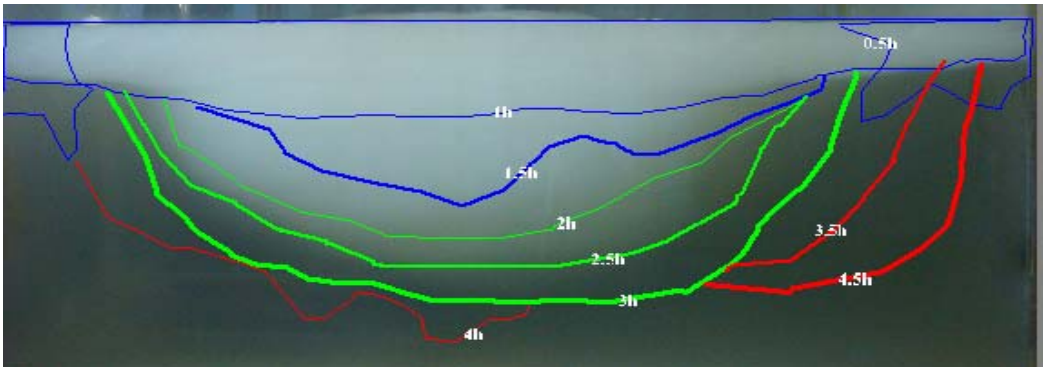


6: $U=0.3\text{kg/s}$, $\lambda=3.5$, $L=0.445\text{m}$, $DU=1$

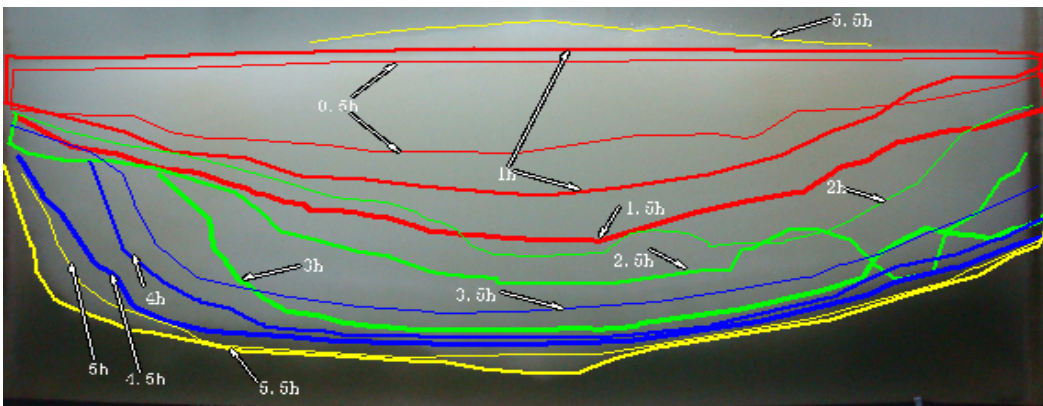
图 3-8 不同固相含量下富冰层的时变堆积过程



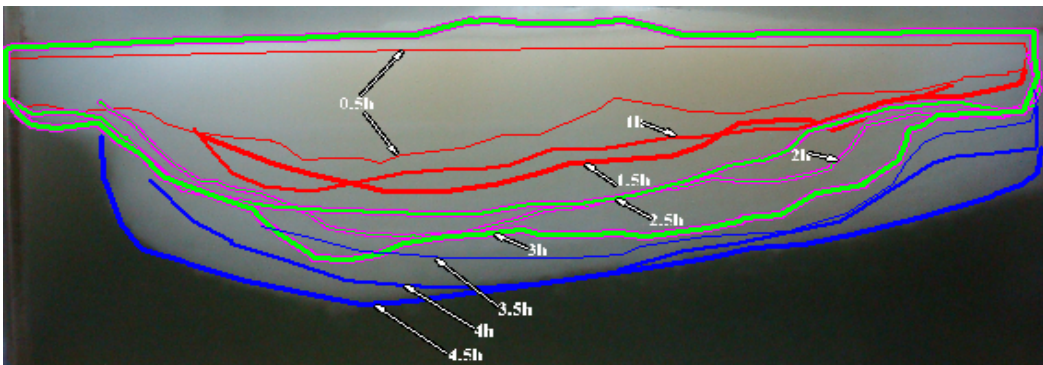
7: $U=0.5\text{kg/s}$, $\lambda=1.3$, $L=0.445\text{m}$, $DU=2$



2: $U=0.5\text{kg/s}$, $\lambda=1.3$, $L=0.445\text{m}$, $DU=1$



8: $U=0.5\text{kg/s}$, $\lambda=2.1$, $L=0.445\text{m}$, $DU=2$



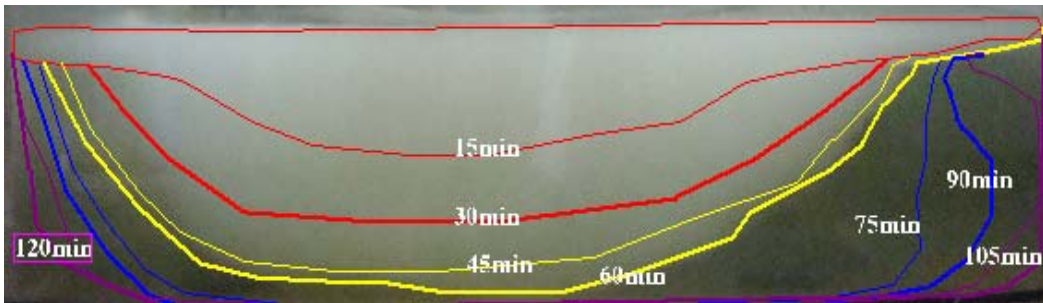
9: $U=0.7\text{kg/s}$, $\lambda=1.5$, $L=0.445\text{m}$, $DU=2$

图 3-9 不同出冰方式下富冰层的时变堆积过程

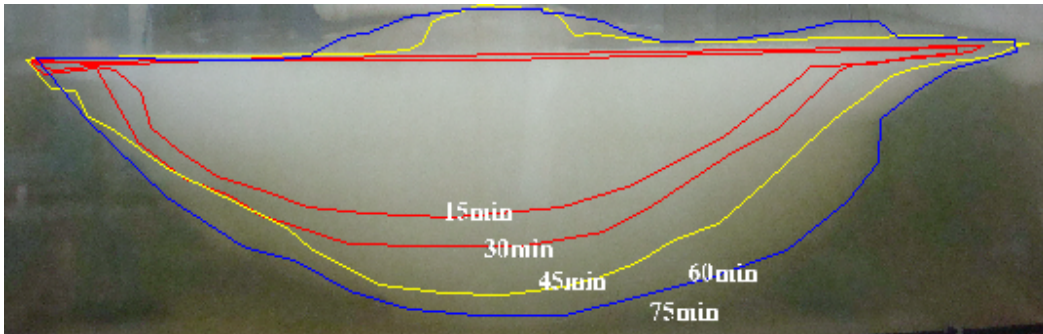
图 3-9为不同出冰方式下的富冰层时变的堆积过程，从图中可以看出，其它条件不变，仅改变出冰方式的情况下，两种出冰方式形成的富冰层形状并未发生明显的变化。向上出冰情况下，仍然有固相含量增加，富冰层堆积形状越平缓（形成的圆弧形状曲率越小）的规律。



10: $U=0.7\text{kg/s}$, $\lambda=1.5$, $L=0.3\text{m}$, $DU=2$



11: $U=0.5\text{kg/s}$, $\lambda=2.1$, $L=0.3\text{m}$, $DU=2$



12: $U=0.3\text{kg/s}$, $\lambda=2.1$, $L=0.3\text{m}$, $DU=2$

图 3-10 初始液面高度 $L=0.3\text{m}$ 时富冰层的时变堆积过程

图 3-10为高度 $L=0.3\text{m}$ 时流量和固相改变时的富冰层堆积过程，图中的结果表明，降低初始液面高度，形成的富冰层形状没有发生明显的变化，但是沿 z 轴负方向推进的速率明显加快，富冰层接触到池底的时间迅速减小，在固相含量较大或流量较低的情况下，富冰层轮廓线的弧度越大，堆积越容易集中在蓄冰槽的中央。

综合以上所有实验的结果来看，冰浆在各参数下的堆积都呈现一个共性，即先在 x 方向伸展直到接触到壁面 ($x=\pm 585\text{mm}$)，这一过程所用时间不超过 0.5h

且沿 z 方向的增长较小, 然后再沿 z 轴负方向快速伸展, 每个时间段富冰层与液体交界面的形状近似弧形, 弧形基本呈对称状, 其对称轴为 z 轴。改变不同的出冰方式对形成富冰层的形状变化规律并无太大影响, 对实验结果的具体理论分析将在第四章进行。

3.3.2 非饱和富冰层形成分析

由上文的定义, 在溶液液面以上的形成的富冰层称之为非饱和富冰层, 然而对比各实验结果表明, 富冰层并没有在液面以上形成大量的堆积, 即并没有形成明显的非饱和富冰层, 非饱和富冰层基本与初始液面平行且非常集中在进槽冰浆对应处, $x=0$ 所在的液面区域, 超出初始液面不超过 95mm, 见图 3-11。这一现象与文献^[79]中富冰层在液面以上大量堆积有着明显不同。

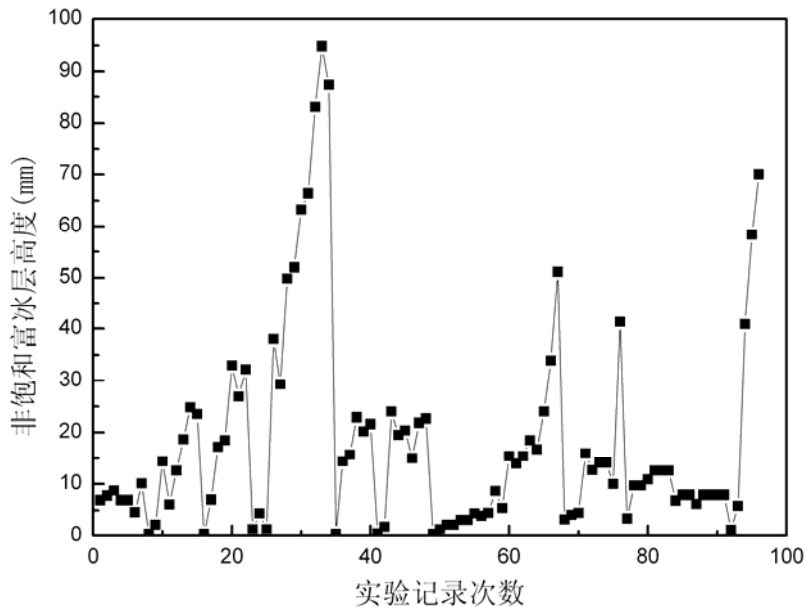


图 3-11 $x=0$ 处非饱和富冰层堆积高度变化

对上述现象发生的原因作简要分析如下: 首先从制得的冰颗粒的粒径分布上分析, 图 3-12显示的是乙二醇溶液与纯水 (自来水) 制冰得到的冰颗粒粒径 Rosin-Rammler 分布对比, 从图上可以乙二醇冰颗粒较小且粒度分布较均匀, 而纯水冰粒度分布则相反。假设所生成的冰颗粒近似球形, 冰颗粒粒径相等, 并认为冰颗粒在富冰层中满足随机单珠装填的规律, 从形成富冰层渗透率的角度考虑对实验富冰层上部堆积高度的影响, 按 Carman-Kozeny 经验公式分析单珠装填的渗透率:

$$k = C\phi^3 / \tau \sum^2 \quad (3-4)$$

其中, C 是 Kozeny 常数, 它与毛细管横截面的形状有关。对于正方形, $C=0.5619$; 对于等边三角形, $C=5974$; 对于窄长条, $C=2/3$ 。实际毛细管截面形状

是非常复杂的，其值总在 0.5 与 0.6 之间。 τ 为迂曲度约 2.2~2.4 之间，近似的可取 $C/\tau = 0.23$ ， ϕ 是随机装填的空隙率， $\phi \approx 0.36$ ， \sum 单位体积富冰层空隙的表面积（比面）的值，随机装填的结果 $\sum = 1.896/r_0$ ，于是对于随机装填，按式 (3-4) 可得：

$$k = 0.23 \frac{(0.36)^3}{(1.896)^2} r_0^2 = 0.00297 r_0^2 \quad (3-5)$$

由此可见，冰颗粒按单珠装填方式其渗透率 k 与颗粒半径的平方成正比。由于纯水冰颗粒平均粒径约为乙二醇冰颗粒的 3 倍，因此形成的单珠装填的渗透率近似为乙二醇冰颗粒的 9 倍，也即是在相同条件下冰浆从富冰层上部堆积时，纯水比乙二醇水溶液更容易从富冰层渗透，并留下较大颗粒的冰粒子形成比较稳定的骨架结构以利于更多的冰粒子在附近堆积。因此实验上表现出纯水冰更易在初始液面以上堆积的现象。

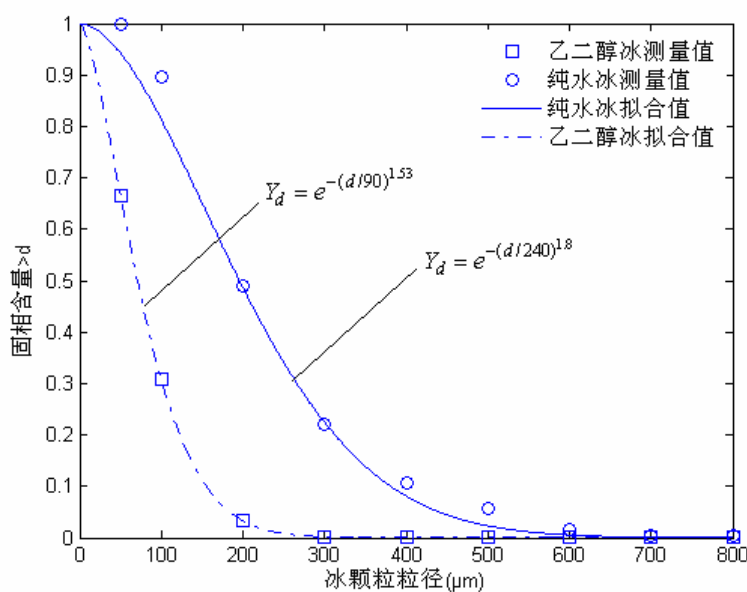


图 3-12 乙二醇与纯水冰颗粒粒径分布对比

另外考虑制冰溶液的不同，文献^[79]采用的是自来水制冰，而本文则采用的是乙二醇水溶液制冰。两种冰浆形成的饱和富冰层中冰粒子之间的空隙被溶液占据，明岗^[80]提出了一种冰浆絮网状结构设想，认为在冰晶体周围会产生一种絮网结构，由于水分子的电荷分布不对称，即存在偶极性，水分子被吸附在冰晶粒子周围，组成离子圈，如图 3-13 所示。这些水分子大致可以分为两层：内层为胶结水，外层为胶滞水。胶结水由于紧靠着冰晶表面，距离很小，在引力(可以达到 10000 个大气压)作用下使胶结水的性质类似固体，即这些水分子是不能流动的，并且各个物理参数(如密度、黏度等)都比通常的自由水要大得多。胶滞水

层则由于水分子的偶极性而诱导另一仍具有偶极性的水分子在异电极方向发生吸引，产生相互吸引的势能。这种结构称为双电层结构，在双电层结构之外是中性层，中性层中的水分子可以自由活动，这种双电层结构的冰晶粒子在接近过程中产生吸引与排斥的平衡就形成了絮网结构，这种絮网结构有助于冰晶颗粒之间的结构稳固，但是乙二醇冰浆则由于乙二醇存在于冰粒子之间的胶滞水中阻止了这种双电层结构的形成，因此在乙二醇冰浆堆积中，其饱和富冰层的基质相比纯水冰浆的饱和富冰层的基质稳定性较差，从而造成冰浆不容易在富冰层上部堆积。

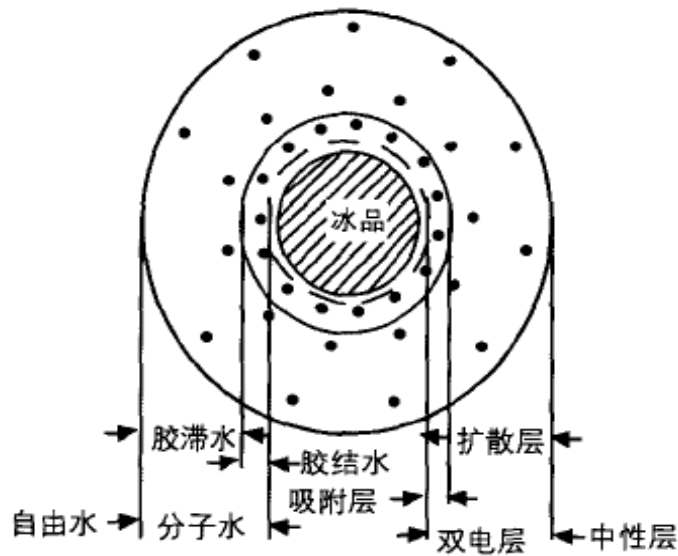


图 3-13 冰晶周围的水分子示意图

3.3.3 饱和富冰层沉降速率

由上文对富冰层堆积实验结果的整体分析可知，饱和富冰层在冰浆堆积的过程中逐渐沉降，图 3-14、图 3-15为 $x=0$ 处富冰层随时间沉降的高度值变化，负号表示下降，定义这一沉降高度与对应沉降时间的比值为沉降速率 v 。从图 3-14可以看出，在初始液面高度为 0.445m的情况下各实验所得 l 值随时间逐渐增大， $t=0.5h$ 时，实验 $\lambda=1.3$ 的各组实验均在 10mm以下而 $U=0.3kg/s$ ， $\lambda=2.1$ ， $DU=1$ 实验的 l 值在 60mm以下，而其它各实验的 l 值均在 100mm左右，比较上述实验的实验条件可得，在初始液面高度不变的情况下，固相含量的大小对富冰层初期在蓄冰槽中心的形成影响程度最大，固相含量越大，越有利于富冰层在蓄冰槽中心聚集形成。随着时间的推移， $t>0.5h$ 时，富冰层已经完成在蓄冰槽周边的聚集，逐步沿 z 轴向下延伸，各实验 v 值（曲线的斜率）基本相同，实验 $U=0.8kg/s$ ， $\lambda=1.3$ 及实验 $U=0.7kg/s$ ， $\lambda=1.5$ 相比其它实验其 l 值变化平缓，即沉降速率不大，且相

同时刻其沉降高度远比其它组实验小。比较其实验条件可以发现，入口流量增大不利于富冰层在中心处迅速堆积。

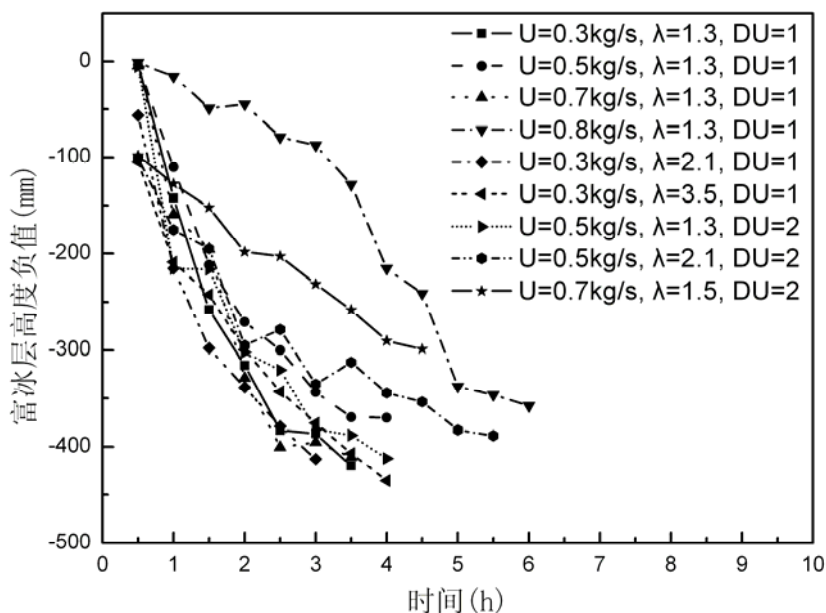


图 3-14 $x=0$ 处的富冰层高度变化 ($L=0.445\text{m}$)

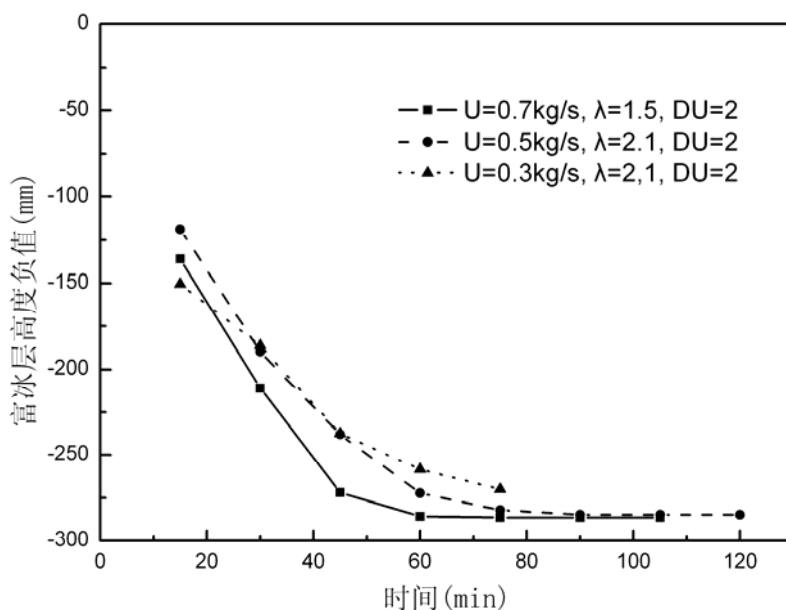


图 3-15 $x=0$ 处的富冰层高度变化 ($L=0.3\text{m}$)

图 3-15 对应于初始液面高度为 0.3m 的实验情况，从图中可以看出， $t=15\text{min}$ 时，中心的堆积高度均已在 $100-150\text{mm}$ 范围，说明初始液面高度降低有助于富冰层初始阶段在蓄冰槽中心的堆积，在随后的堆积过程中，各实验 l 值基本呈线性变化，图中各曲线斜率基本相同且逐渐趋缓，说明沉降速率 v 随时间逐渐降低，在 z 方向的整个沉降过程逐渐变慢。对比图中曲线还可以发现，实验 $U=0.7\text{kg/s}$ ， $\lambda=1.5$ ， $DU=2$ 相比其它实验其 l 值变化较为陡峭，说明富冰层在中心的沉降速率

较大，但结合图 3-17及图 3-19相应的实验结果还可以发现，此实验中各位置的沉降速率均较大，对比各组实验条件可知：流量增大，有助于富冰层整体沉降速率增大；同时观察 $U=0.3\text{kg/s}$ ， $\lambda=2.1$ ， $DU=2$ 实验各位置的沉降高度值可以发现，同一时刻下相比其它两组实验，此实验中边壁中点（ $x=292.5$ ）及边壁（ $x=585$ ）的沉降高度值明显较低，结合中心处（ $x=0$ ）的沉降高度值综合分析后可以发现，此实验中心处相比边壁中点处及边壁处，富冰层更容易积聚。对各组实验条件的对比可以发现，固相含量增大是出现上述实验结果的原因。

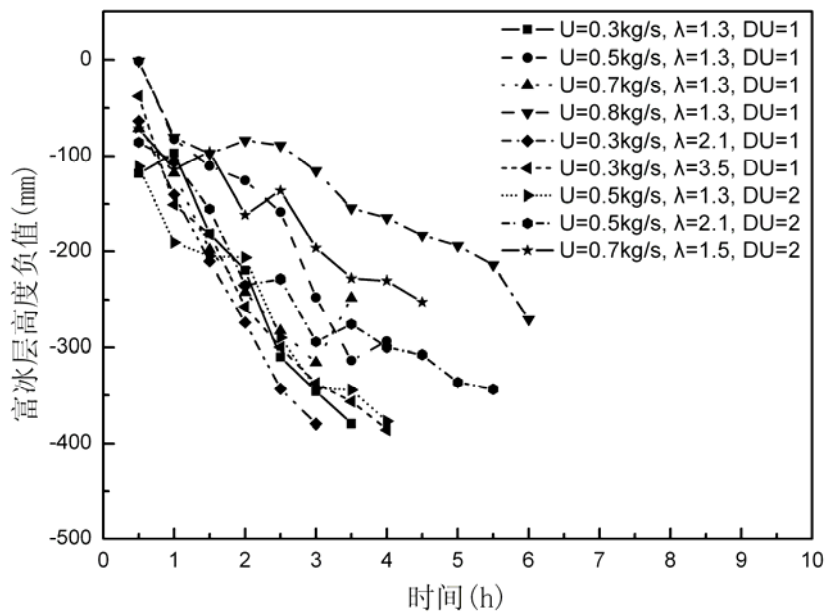


图 3-16 $x=292.5$ 处的富冰层高度变化 ($L=0.445\text{m}$)

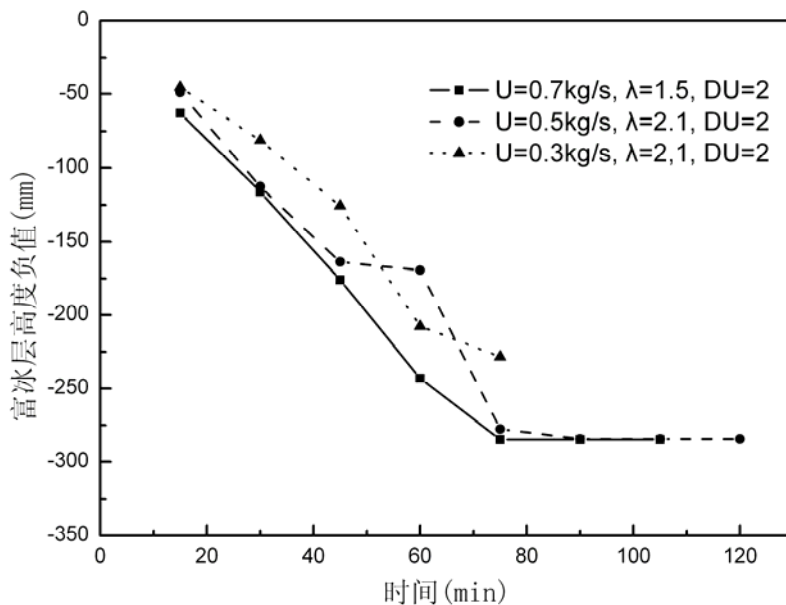


图 3-17 $x=292.5$ 处的富冰层高度变化 ($L=0.3\text{m}$)

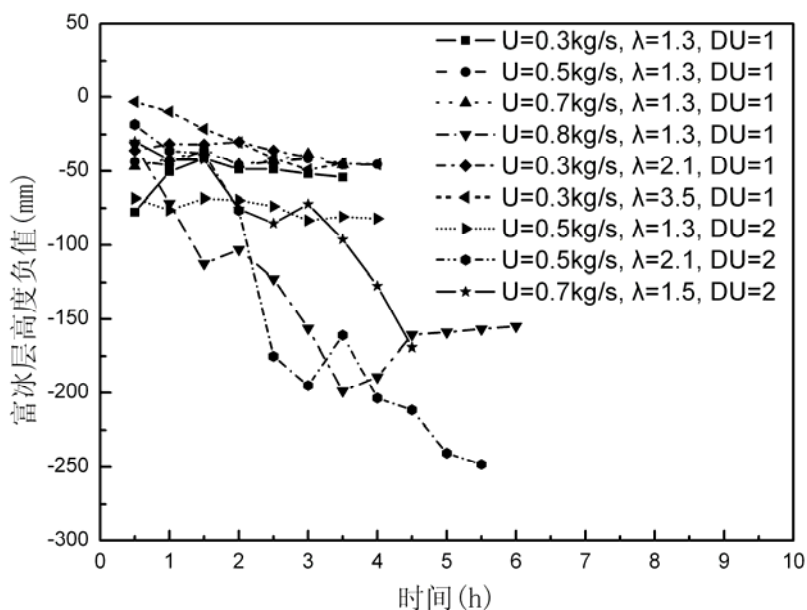
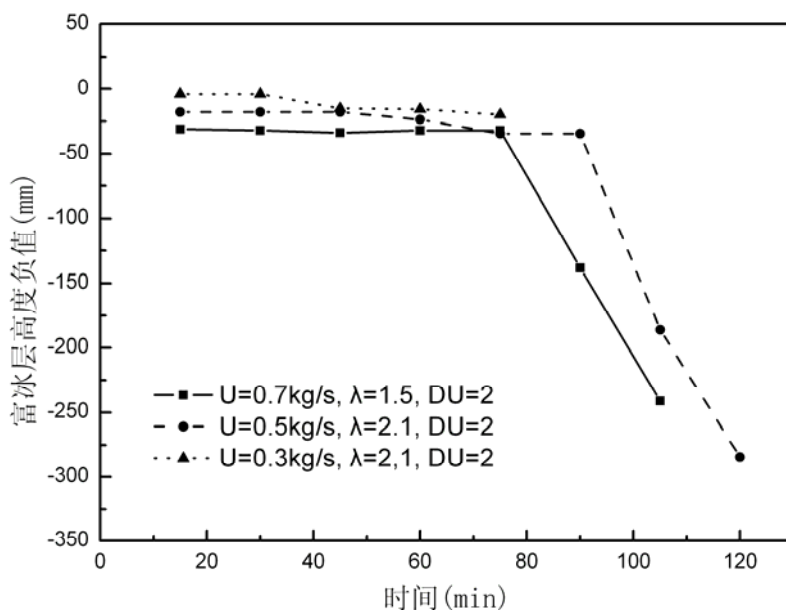
图 3-18 $x=585$ 处的富冰层高度变化 ($L=0.445\text{m}$)图 3-19 $x=585$ 处的富冰层高度变化 ($L=0.3\text{m}$)

图 3-16—图 3-19 为中心与边壁中点 ($x=292.5$) 及边壁 ($x=585$) 处的富冰层沉降高度的变化, 根据记录数据分析得到近似的规律, 值得注意的是在边壁处富冰层高度随时间变化非常不明显, 只是在某些实验条件下变化相对较大。

图 3-20 为各实验测量所得富冰层在中心 ($x=0$) 处沉降速率及以上中心、中点、边壁三处的平均沉降速率 v^* 的变化。从图中可以清晰看到 $x=0$ 处的沉降速率变化趋势与平均沉降速率的变化趋势几乎完全相同, $L=0.445\text{m}$ 初始液面情况下, 每组实验均呈现初始时沉降速率迅速增大、随后逐渐减小的特点, $L=0.3\text{m}$ 各组

实验则呈现初始沉降速率较大, 随后逐渐减小的趋势。对上述两组沉降速率值做相关性分析, 结果表明两者的相关系数为 0.9897, 因此可以认为中心处的沉降速率可以作为整个富冰层沉降速率的特征值, 以上对其沉降速率研究得到的变化规律可以反映整个富冰层沉降速率变化规律。

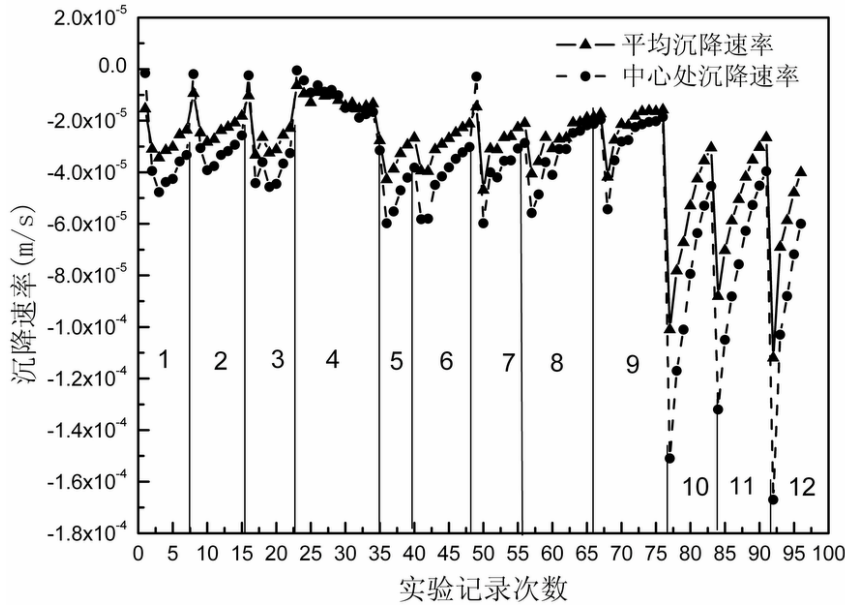


图 3-20 富冰层 $x=0$ 处沉降速率与平均沉降速率

3.3.4 饱和富冰层均匀度分析

为了表征冰浆堆积时的均匀程度, 引入理论沉降速率 W 的概念, 定义初始液面为特征面, 其面积为 S , 单位时间内通过初始液面的纯冰粒子的体积为特征流量 Q , 则 W 即为特征流量除以特征面积的商, 即:

$$W = \frac{Q}{S} \quad (3-6)$$

这里 Q 为入口冰浆流量与质量固相含量的乘积对冰密度 ρ 的商, 即:

$$Q = U \cdot \chi / \rho \quad (3-7)$$

理论沉降速率表示: 入口冰浆中的固相, 即冰以完全固结无空隙的状态充满整个蓄冰槽垂直 z 轴的横截面后逐渐沉降, 其下降高度值与所用时间的比值。以此值作为特征速率值, 富冰层沉降速率越接近此特征值, 富冰层就堆积得越均匀, 其空隙率就越小, 反之则越不均匀, 空隙率越大。因此设定富冰层平均沉降速率 v^* 与理论沉降速率 W 的比值为富冰层的均匀度 C , 此值越接近 1, 表示其与特征值越接近, 其富冰层堆积越均匀。

$$C = v^* / W \quad (3-8)$$

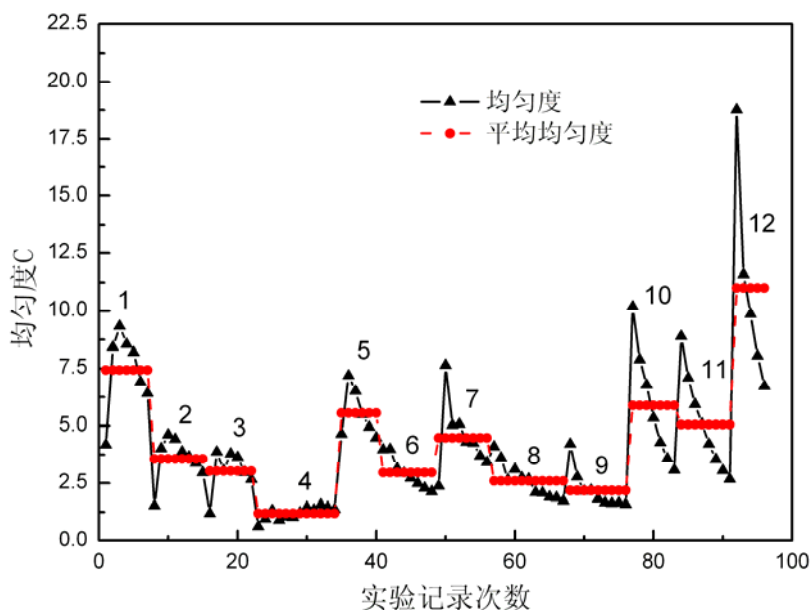


图 3-21 富冰层的均匀度及平均均匀度

图 3-21为各实验得到的富冰层在各时间段的均匀度值及以实验为单位的均匀度平均值，从图中可以看出，各实验的均匀度值均随时间逐渐减小，即随着时间推移富冰层堆积得越来越均匀，但在固相含量较低的情况下如实验 1—4、7，其均匀度值有个上升过程，随后达到一个顶点后才逐渐回落，这说明在堆积过程的早期，其富冰层较为发散，且分布不均匀，直到在蓄冰槽内散开到一定程度，富冰层才逐渐聚集，随着堆积的深入，整个富冰层才逐渐变得密实均匀。对比分析初始液面高度不同的实验可以发现，减小初始液面高度有助于均匀度值加速下降，也即是有助于富冰层加速变得均匀，但对平均均匀度的影响则不大。以平均均匀度为特征值分析各实验可以看到，实验 12 的平均均匀度最大，说明其富冰层分布最不均匀，这也从侧面佐证了其富冰层中心处凸出其它处相对凹陷的实验结果；实验 4、6、8、9 的平均均匀度值较小，其中以实验 4 的值最小，分析其实验条件可以发现，以上四组实验均存在流量较大，或固相含量较大的特点；在相同初始液面下，相同大流量的实验 3、9 的均匀度值一般要小于小流量的实验 1、5、6（实验 6 的值较小的一部分原因是其固相含量较大）；对比所有的实验结果可以发现改变出冰的方式对平均均匀度的影响不大。

3.4 本章小结

本章通过拍摄及测量富冰层的轮廓、分析影响富冰层形成、变化的因素，对冰浆贮存的动态过程有了深入的了解，以上实验结果的分析表明：

(1) 冰浆在贮存过程中会形成富冰层，其上部的非饱和富冰层堆积高度受到制冰溶液及其所制冰粒子直径大小的影响，使用乙二醇溶液制备的冰浆相比纯水

制备的冰浆更不易在初始液面以上堆积。

(2) 富冰层形状随时间变化但基本呈现向入口流速方向凸起的圆弧状。

(3) 富冰层的形成受到入口冰浆流量（流速）、入口冰浆固相含量、初始液面高度及出冰方式的影响，其中出冰方式对富冰层的影响程度最弱。

(4) 增大入口冰浆流量（流速）不利于富冰层在蓄冰槽中心的堆积，但有利于增加富冰层的均匀程度。

(5) 减小固相含量同样不利于富冰层在蓄冰槽中心的堆积而且最终堆积的富冰层均匀程度会因此降低。

(6) 初始液面高度降低有助于富冰层初始阶段在蓄冰槽中心的堆积，但最终堆积的富冰层均匀程度却几乎不受此参数影响。

上述冰浆堆积实验的结论说明，为提高蓄冰槽容积的有效利用率，即尽可能使冰颗粒充满整个蓄冰槽，在无法增大蓄冰槽容积的前提下，蓄冰时提高蓄冰槽进口冰浆流量，增大进槽冰浆的固相含量将提高堆积的均匀度及密实程度进而提高蓄冰槽的容积利用率。

4 冰浆贮存动态特性模拟

对冰浆贮存动态特性的模拟是一个非常复杂的问题,为分析冰浆在蓄冰槽中动态贮存的动态过程及堆积机理,得到解释第三章实验结果的理论基础,本章将从冰浆理想堆积模型出发,剖析前人仅有的一个模型,最终从两相流的角度开发出冰浆动态贮存时的计算模型,分析堆积过程的实质物理过程。

4.1 冰浆的理想堆积模型

冰浆在蓄冰槽内理想的蓄冰堆积过程是:一定质量的冰粒子均匀分布在蓄冰槽内的溶液中,随着时间的推移,冰粒子不断上浮并在溶液的上部聚集并堆积,这一过程的实质是均匀混合的冰浆在浮力和重力作用下静止上浮的过程,类似于颗粒物质静置沉降过程,对此理想过程的模拟能够得到理想堆积时的槽内冰 IPF 的变化,有助于更为深入的理解冰浆堆积堆积的实际过程。

4.1.1 冰浆理想堆积模型的导出

本节将从蓄冰槽内冰粒子守恒的角度分别推导模型方程的时间项、扩散项、对流项、源项。这里作以下假设:一是蓄冰槽绝热,整个理想堆积过程是一个冰粒子形状不发生变化的过程;二是冰粒子形状为圆球形。

冰粒子浓度,即单位质量混合物中冰粒子的个数:

$$n = \frac{dN}{dm} \quad (4-1)$$

式中 N 为冰粒子个数, m 为其对应的混合物质量,又:

$$dm = \rho dV \quad (4-2)$$

ρ 为混合物的密度,则控制容积的粒子质量(个数)

$$dN = \rho n dV \quad (4-3)$$

下面是冰粒子质量守恒方程的推导:单位时间的粒子交换量

$$F_1 = \frac{\partial(dN \cdot dt)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}(\rho n) dV dt \quad (4-4)$$

由于控制容积与周围流体之间的冰粒子浓度差而引起的扩散项由 Fick 定律确定:

$$j = -D \nabla \tilde{n} \quad (4-5)$$

\tilde{n} 为单位容积的粒子浓度:

$$\tilde{n} = \frac{dN}{dV} = \frac{dN}{dm/\rho} = \rho n \quad (4-6)$$

$$-divj = div[D\nabla(\rho n)]dVdt \quad (4-7)$$

由拉普拉斯算子:

$$\Delta \equiv div\nabla \quad (4-8)$$

将式(4-7)展开得到扩散项:

$$F_2 = -divj = [\nabla D \cdot \nabla(\rho n) + D \cdot \Delta(\rho n)]dVdt \quad (4-9)$$

蓄冰槽内混合物的流场只有冰粒子的运动及由此引起的相反方向的溶液流动, 冰粒子在流体中的相对运动对守恒方程的贡献由下式给出:

$$F_3 = -div(\rho n \mathbf{v}_s)dVdt \quad (4-10)$$

这里 \mathbf{v}_s 为冰粒子的速度

粒子守恒方程的另一项为源项, 此项描述冰粒子的融化和再生成, 由于前面的假设, 此项可以忽略, 这里为显示方程完整性起见, 将其暂时具列。

$$F_4 = q_p dmdt = q_p \rho dVdt \quad (4-11)$$

这样整个粒子守恒方程可以写作:

$$F_1 = F_2 + F_3 + F_4 \quad (4-12)$$

将上述的 F_{1-4} 项代入方程(4-12)再除以 $dVdt$ 可得:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho n) - \nabla D \cdot \nabla(\rho n) - D \cdot \Delta(\rho n) + div(\rho n \mathbf{v}_s) - \rho q_p = 0 \quad (4-13)$$

由

$$\Delta(\rho n) = \rho \Delta n + 2(\nabla \rho \nabla n) + n \Delta \rho \quad (4-14)$$

代入(4-13)可得:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho n) - \rho \nabla D \cdot \nabla n - n \nabla D \cdot \nabla \rho - \rho D \cdot \Delta n - 2D(\nabla \rho \nabla n) - Dn \Delta \rho \\ + div(\rho n \mathbf{v}_s) - \rho q_p = 0 \end{aligned} \quad (4-15)$$

对某一控制容积, 冰粒子的质量为:

$$\delta m_s = \rho \delta V n V_p \rho_s \quad (4-16)$$

V_p 表示单个粒子的平均体积:

冰的质量固相含量定义为:

$$\chi_s = \frac{\delta m_s}{\delta m} = \frac{\rho n \delta V V_p \rho_s}{\rho \delta V} = \rho_s n V_p \quad (4-17)$$

则球状冰粒子单位质量的粒子个数为:

$$n = \frac{\chi_s}{\rho_s V_p} = \frac{6 \chi_s}{\pi \rho_s d_p^3} \quad (4-18)$$

由以上假设, 冰粒子的直径 d_p 为常值, 即忽略冰粒子融化对其直径的影响, 将式(4-18)代入式(4-15)可得:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \chi_s) - \rho \nabla D \cdot \nabla \chi_s - \chi_s \nabla D \cdot \nabla \rho - \rho D \Delta \chi_s - 2D(\nabla \rho \nabla \chi_s) - D \chi_s \Delta \rho \\ + \text{div}(\rho \chi_s \mathbf{v}_s) - \rho_s V_p \rho q_p = 0 \end{aligned} \quad (4-19)$$

同时由于蓄冰槽绝热, 可以忽略式(4-19)最后一项融化源项, 并假设扩散常数不受温度及冰浆IPF影响, 密度变化远比IPF变化小。通过以上假设, 可将式(4-19)简化为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \chi_s) - \rho D \Delta \chi_s + \text{div}(\rho \chi_s \mathbf{v}_s) = 0 \quad (4-20)$$

又:

$$\rho \chi_s = \frac{\delta m}{\delta V} \frac{\delta m_s}{\delta m} = \frac{\delta m_s}{\delta V} = \bar{\rho}_s \quad (4-21)$$

式中 $\bar{\rho}_s$ 为冰在混合物中的表观密度, 这里假设两相均具备连续性流体的性质, 同时充满控制容积。将式(4-21)代入式(4-20)可得:

$$\frac{\partial \bar{\rho}_s}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho}_s \mathbf{v}_s) - D \Delta \bar{\rho}_s = 0 \quad (4-22)$$

式中 \mathbf{v}_s 的垂直方向速度由stocks公式及受力平衡分析得到, 具体的粒子受力分析将在4.3节论述:

垂直方向浮力:

$$F_b = \frac{1}{6} \pi d_p^3 g (\rho - \rho_s) \quad (4-23)$$

冰粒子在冰浆中的流动可以假设为层流，由 Stokes 公式得到：

$$F_d = 3\pi\eta d_p v_s \quad (4-24)$$

联立(4-23)、(4-24)可得：

$$v_s = \frac{1}{18} \frac{gd_p^2}{\mu} (\rho - \rho_s) \quad (4-25)$$

式中 ρ 为冰浆的密度，由式(1-7)确定； μ 为冰浆的动力粘度，由Egolf等^[81]的经验公式给出：

$$\mu = 0.0227x_s^2 - 0.0167x_s + 0.00353 \quad (4-26)$$

当冰浆中的冰粒子堆积得比较密实，也即其 IPF 值较大时，其中的冰粒子将不再上浮，其速度为 0，此时的 IPF 值称为最大堆积 IPFmax，由 3.4.2 节的分析可知，冰浆在随机堆积时其空隙率为 0.36，则其 IPF 约为 0.64，考虑到本文模拟的冰粒子粒径较小，堆积可以更加密实，故采用 IPFmax=0.7。

初始条件：认为初始时整个蓄冰槽内冰浆均匀分布，即冰粒子均匀散布在溶液中，有：

$$\chi_s(t=0, \mathbf{x}) = \chi_{s0} = \text{const} \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega \quad (4-27)$$

即：

$$\rho_s(t=0, \mathbf{x}) = \rho_{s0} = \text{const} \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega \quad (4-28)$$

边界条件：蓄冰槽四周边壁采用速度无滑移壁面边界条件，冰浆自由面采用第二类边界条件，即各物理量的边界法向量的偏导为零。

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4-29)$$

4.1.2 模型求解结果及分析

利用上述推导出的冰浆理想堆积的模型，计算蓄冰槽初始冰浆 $x_s=18.5\%$ 对应体积 IPF=20% 时理想堆积的过程，具体计算参数如表 4-1。

图 4-1 为计算出的理想堆积情况下粒径 $90 \mu\text{m}$ 的冰粒子，不同时刻体积固相含量沿液面高度方向的分布。可以看出，初始时刻 $t=0\text{s}$ 时，固相含量在图中为一条水平线，即初始时刻冰浆均匀分布在蓄冰槽中，随着理想堆积的时间延长， $0 < x/L < 0.3$ 高度范围，IPF 随时间增长而逐渐减小直至为 0，而 $1 > x/L > 0.7$ 高度范围

的IPF则逐渐增大，处在蓄冰槽中间位置的冰浆IPF则基本不变，同时随着堆积时间增长这一IPF基本不变的区域逐渐减小。

以上模拟结果说明：处在蓄冰槽底部的冰逐步上浮、推动中部的冰向上运动最终使顶部的冰逐渐堆积密实，整个蓄冰槽从上到下固相含量逐渐降低。从不同时刻各位置的固相含量变化的趋势来看，随着堆积时间的增长，最终将形成蓄冰槽内下部冰粒子完全上浮，只存在纯溶液，此纯溶液上部为富冰层，且富冰层从下到上近似线性逐渐加密的堆积形状。

表 4-1 理想堆积模型计算参数

| 物理参数 | 符号 | 数值 | 单位 |
|----------------------|---------------------|---------|----------------------------------|
| 时间 | t | 0-3500 | s |
| 初始液面高度 | L | 0.445 | m |
| 初始冰浆质量 IPF | x_s | 18.5 | mass% |
| 冰粒子直径 | d_p | 90 | μm |
| 扩散系数 ^[81] | D | 0.00002 | $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ |
| 最大堆积 IPF | IPF_{\max} | 70 | vol% |

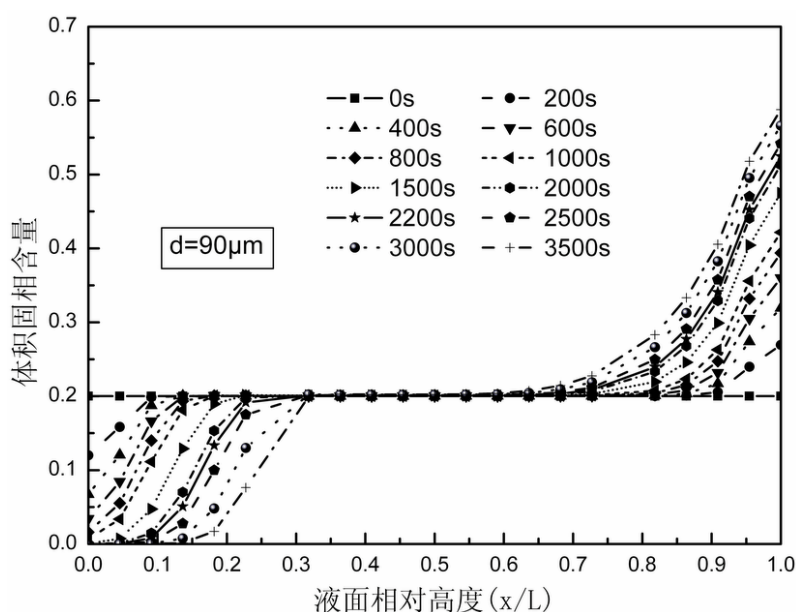
图 4-1 粒径 $90\mu\text{m}$ 冰颗粒理想堆积体积固相含量

图 4-2为初始固相含量相同而冰浆中冰粒子直径不同时理想堆积结果，计算时间 500s。图中曲线表明，不管冰粒子的粒径大小如何，蓄冰槽内IPF变化趋势依然是底部含冰率最低，逐渐过渡，到达顶部最高，所不同的是，相同时刻，不同冰粒子粒径的冰浆，理想堆积形成的富冰层与底部纯溶液的界面，即富冰层的轮廓，这里称之为“上浮前端”，随着冰粒子直径的增大，逐渐向蓄冰槽顶部逼近，与此同时，蓄冰槽中间位置IPF不发生变化的区域也迅速减小。这种现象

说明,冰粒子粒径越大的冰浆理想堆积过程,其冰粒子上浮速度越快,同一时刻,堆积形成的富冰层越密实。

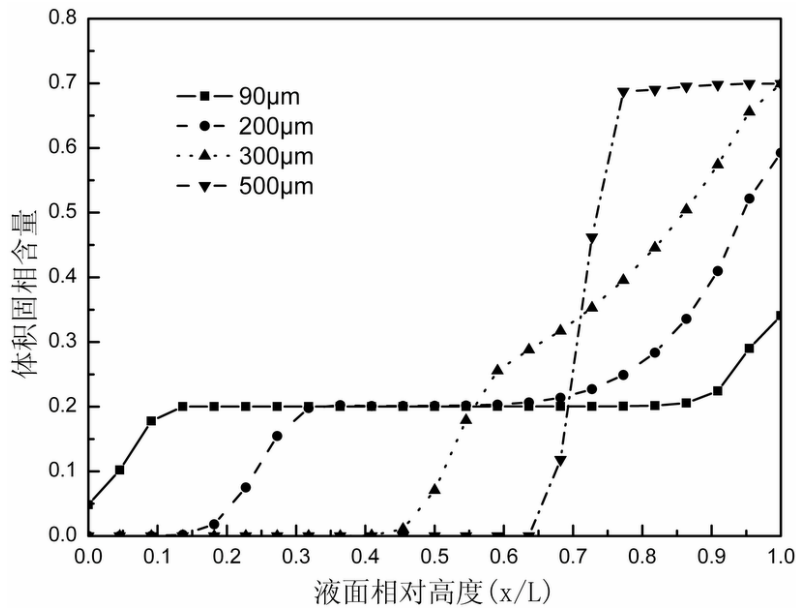


图 4-2 不同粒径冰颗粒 $t=500s$ 时的理想堆积结果

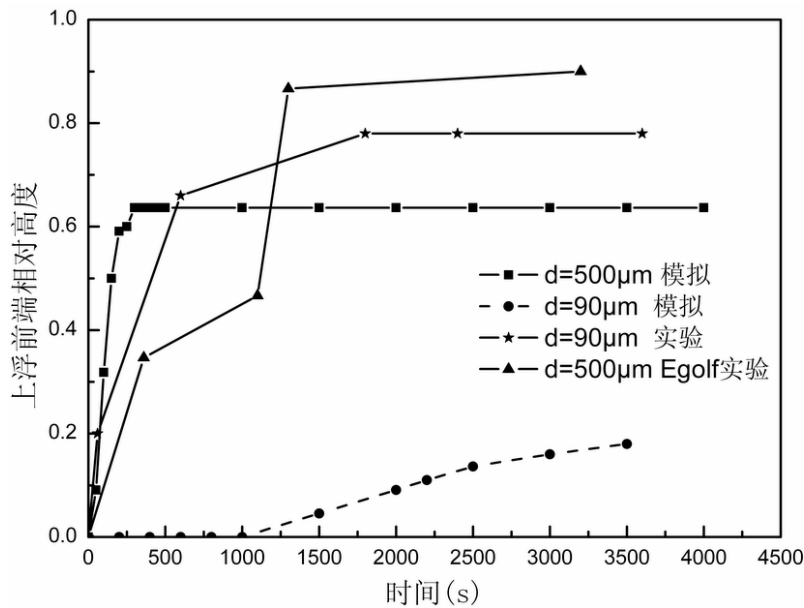


图 4-3 不同粒径下上浮前端位置随时间的变化

图 4-3是实验和模拟得到的不同粒径下富冰层轮廓——上浮前端所处位置的相对高度随时间变化的曲线。图中星号表示的是实验得到的乙二醇冰上浮前端的相对高度变化,上三角则是Egolf^[82]的实验结果。从图中可以看出,数值模拟结果表明,随着冰粒子粒径的增大,上浮前端迅速上升,粒径为 $90\mu m$ 时上浮前端在近 1 小时的时间段内约上升了液面高度的 20%,而粒径为 $500\mu m$ 时上升这

一高度只用了约 60s 的时间。但是模拟结果却与实验结果出现了明显不同，模拟 500 μm 的结果与 Egolf 的实验结果基本趋势相同；然而 90 μm 模拟结果与对应的实验结果明显不符，90 μm 冰粒子的实验结果明显上浮较快，在初始阶段基本与 500 μm 的模拟结果接近、后期甚至超过了 500 μm 的模拟结果的上浮前端高度。对这一现象出现的原因分析认为，一是模拟对蓄冰槽内液面顶端的自由液面是无能为力的，而实际富冰层上浮时将轻易的浮出液面以上；另外实际冰粒子上浮时往往团聚在一起形成冰团上浮，因而会出现上浮较快，呈现出大粒径冰粒子上浮的规律。

4.2 Tanino 的冰浆动态贮存模型分析

上一节仅仅对冰浆在蓄冰槽内自由上浮的理想堆积情况进行了模拟，然而实际冰浆的堆积过程是一个涉及影响因素更多的物理过程，需要进一步深入研究，在模拟冰浆动态贮存堆积过程方面，前人做的工作不多，不得不提到的是 Tanino^[53, 83-85] 等人的工作，对其工作的深入理解和剖析是本研究工作的一项必不可少的内容。

对冰浆在蓄冰槽内的动态贮存过程进行模拟及预测，Tanino 提出了利用达西 (Darcy) 渗流定律，通过对富冰层内水列具渗流方程，同时考虑到富冰层在堆积过程的变形，给出了富冰层浮力、重力及剪切应力的平衡方程。其模型以圆柱形蓄冰槽为计算原型，冰浆从圆柱的中轴线上从底部穿出初始液面并向上喷出，图 4-4 为其给出蓄冰模型的示意图，模型主要方程如下，富冰层上表面聚积冰的质量守恒方程：

$$\chi_s G \square t = \sum_{r=0}^r M_z(r) + M_r \quad (4-30)$$

富冰层内渗流水的连续性方程：

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad (4-31)$$

水平方向渗流速度方程：

$$u = -\frac{k}{\mu_l} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (4-32)$$

垂直方向渗流速度方程：

$$v = -\frac{k}{\mu_l} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{k}{\mu_l} \rho_l g \quad (4-33)$$

渗流速度方程的边界条件:

- a) $P = P_0$ (富冰层与大气界面处压力)
- b) $P = P_0 - \rho gh$ (富冰层与纯水的界面压力)
- c) $\frac{dp}{dr} = 0$ (对称中轴处)

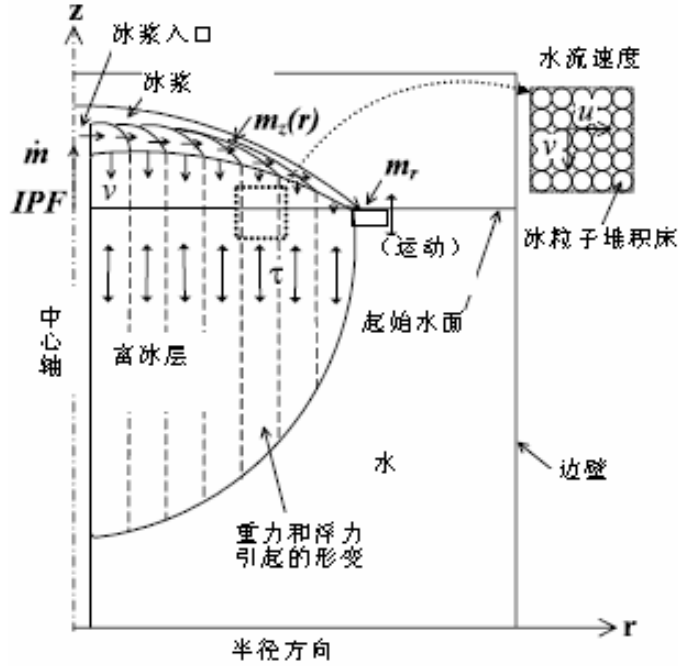


图 4-4 冰浆贮存蓄冰模型示意图

将方程(4-32)、(4-33)代入方程(4-31)可以得到:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0 \quad (4-34)$$

以富冰层与水交界面的压力值结合其它边界条件求解此渗流方程, 然后可以解出渗流速度, 通过渗流速度得到聚集在富冰层上部的冰, 最终得到时变的冰浆堆积形状。方程(4-34)为忽略 θ 方向的柱坐标下的拉普拉斯方程, 用分离变量法可以得到其解析解。

设

$$p(r, z) = R(r) \cdot Z(z) \quad (4-35)$$

该方程的通解为

$$p(r, z) = [A_1 J_m(kr) + A_2 N_m(kr)] \cdot [C_1 \cosh(kz) + C_2 \sinh(kz)] \quad (4-36)$$

其中, J_m 为 m 阶第一类Bessel函数, N_m 为 m 阶第二类Bessel函数。

$$J_m(kr) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \left(\frac{kr}{2}\right)^{m+2n}}{n! \Gamma(m+n+1)} \quad (\Gamma \text{为伽马函数}) \quad (4-37)$$

$$N_m(kr) = \frac{\cos(m\pi)J_m(kr) - J_{-m}(kr)}{\sin(m\pi)}$$

Gamma 函数满足

$$\Gamma(z) = \int_0^{\infty} t^{z-1} e^{-t} dt \quad (4-38)$$

但是上述通解方程的四个待定系数仅依靠 Tanino 模型给出的三个边界条件是不能完成求解的。

数值求解同样面对此问题, 我们知道数值求解渗流方程必然要将渗流区域作为控制体, 而在冰浆贮存过程中, 富冰层正是这个控制体, 随着富冰层的不断变化, 富冰层与水交界面是一个变化的面, 形成的渗流区域也随之变化。我们要求解的也正是这个渗流区域的形状, 因此求解形成了矛盾, 也即是此种方法不可能得到冰浆贮存的动态过程。为完全验证其模型, 本文对此模型进行再简化处理, 认为冰浆堆积形成的富冰层完全充满整个圆柱形蓄冰槽, 上述模型则加入了圆柱形蓄冰槽边壁的边界条件, 理论上可以得到唯一解。按照上述方法, 本文对其进行了数值计算, 模型的划分网格及离散求解过程, 文中不再具体列出, 具体内容可以参见附录 2。模型求解的结果与文献结果相比虽然趋势上相同, 但数值上存在数量级的差别, 因此基本可以判断, Tanino 模型的思路虽然有可借鉴之处, 但其模型由于边界条件问题却无法实现对问题的求解。

4.3 离散相模型对冰浆动态贮存过程的模拟

根据以上对冰浆理想堆积模型及 Tanino 模型的分析, 考虑到冰浆注入蓄冰槽并在槽中运动是一个固相两相流动过程, 因此考虑从固相两相流的角度来建立模型, 解决蓄冰槽内冰浆堆积问题。固液两相流模型一般分为离散相模型和连续介质模型, 文献对两相流模型的介绍比较多, 固液两相流模型的分类及其特点, 具体表述见表 4-3, 这里不再详细讨论。

由于两相流模型牵涉到众多的非线性的偏微分、常微分方程, 对这些方程的解析求解只能针对特定条件下的模型, 因此本文将采用数值方法对模型进行求解。目前对两相流的数值模拟主要有 Lagrangian 法和 Eulerian 法。Lagrangian 法是把流体当作连续介质, 而把颗粒视为离散体系, 通过在欧拉坐标系下求解流体相的雷诺时均方程组来模拟流动场, 通过拉格朗日坐标系下的轨道模型来获得固

体颗粒的运动轨迹。Eulerian 法是把颗粒作为拟流体，认为颗粒与流体是共同存在互相渗透的连续介质，两相都在欧拉坐标系下处理，对两相分别使用 N-S 方程计算，颗粒与流体之间的耦合是通过两个守恒方程里的相间转移项得到的。

表 4-2 两相流基本模型^[86]

| 类别 | 颗粒相模型 | 特点 | 遵循方法 |
|--------|----------|--------------------------------|-----------|
| 离散模型 | 单颗粒动力学模型 | 不考虑颗粒对流动的影响 | 欧拉—拉格朗日方法 |
| | 颗粒轨迹模型 | 考虑颗粒对流动的影响，考虑了相间耦合，粗略的考虑了湍流扩散、 | |
| 连续介质模型 | 扩散模型 | 不考虑颗粒对流体流动的影响，相间相对运动等价于流体的扩散漂移 | 欧拉—欧拉方法 |
| | 单流体模型 | 部分考虑了颗粒对流体的影响，不考虑相间相对运动 | |
| | 双流体模型 | 全面考虑颗粒对流体流动的影响、相间相对运动及相间作用。 | |

本节将利用离散相模型中的颗粒轨迹模型对冰浆在蓄冰槽内的动态贮存过程进行分析，找出冰浆动态贮存的本质特征。对冰颗粒在蓄冰槽中运动时的受力分析是建立颗粒轨迹模型的基础。

4.3.1 颗粒在流体相中的受力分析

研究颗粒的与液相之间的受力往往从单个颗粒受力分析开始。

(1) 阻力 F_D

分析颗粒所受阻力是研究固液两相流最重要的内容之一，通常利用解析法、数值法或者经验半经验方法研究绕流颗粒在流体中的流体受力，一般作用于球体上的阻力由压差阻力和摩擦阻力组成，习惯上把阻力 F_D 的表达式写成：

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho_f |u_f - u_p| (u_f - u_p) S \quad (4-39)$$

式中： u_f —流体的速度

ρ_f —流体的密度；

u_p —颗粒的速度；

S —颗粒迎风面积，对于球体则 $s = \pi r_p^2 = \frac{1}{4} \pi d_p^2$

C_D —阻力系数

得到阻力系数，颗粒受力问题才能得到解决，理论上讲，阻力系数可以从不可压缩粘性流体绕球流动的N-S方程的数值中获得，但是由于球形颗粒表面的附面层非常复杂，只有极少数特殊情况可以从方程组导出计算式。Stokes于1850年最早用解析法研究了匀速流体绕球体的流动，得到了Stokes阻力公式，其阻力系数为 $C_{D_s}=24/Re$ ，这里Reynolds数定义为：

$$Re_p = \frac{\rho_f d_p |u_f - u_p|}{\mu} = \frac{2\rho_f r_p |u_f - u_p|}{\mu} \quad (4-40)$$

由于Stokes公式忽略了N-S方程的惯性项，因此其仅适用于 $Re_p < 1$ 的情况；Ossen于1910年近似考虑了惯性项，得到的阻力公式中的阻力系数为 $C_D = \frac{24}{Re} (1 + \frac{3}{16} Re)$ ，Ossen公式的适用范围也很小，只适用于 $Re_p < 5$ 的情况。Ossen公式可以看作是对Stokes阻力公式的一种修正，写成 $C_D = C_{D_s} f(Re_p)$ ，式中， $f(Re_p)$ 称为惯性效应修正因子，它是由惯性项引起的，对于Ossen公式， $f(Re_p) = (1 + \frac{3}{16} Re)$ ，对于Stokes公式， $f(Re_p) = 1$ 。继Stokes和Ossen之后，不少研究者对阻力系数公式进行了更精确的求解，但得到的大部分是较高精度的低雷诺数的阻力系数理论计算公式，针对工程实际中经常遇到的高雷诺数阻力公式，此时惯性项不能忽略，对这类问题求解非常难，目前还不能得到其解析解，因此只能通过实验方法得到阻力系数的经验公式，具体内容详见文献^[86]，由于阻力系数 C_D 随 Re_p 的变化没有统一规律，难于用一个公式来精确地拟合，对于一般地理论分析可以按如下取值：

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} & Re_p < 0.2 \\ \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re^{0.687}) & 0.2 \leq Re_p \leq 800 \\ 0.44 & 800 \leq Re_p \leq 2 \times 10^5 \end{cases} \quad (4-41)$$

当 Re_p 大于 2×10^5 时，流型变为湍流，阻力大大减小，阻力系数降低到0.2以下，一般可以取 $C_D = 0.090$

(2) 附加质量力 F_m

颗粒以相对加速度在流体中作加速运动时，必将带动其周围的部分流体加速。理想无粘流体力学理论可以证明，这种效应等价于颗粒具有一个附加质量。对于球形颗粒表达式如下：

$$F_m = \frac{2}{3} \pi r_p^3 \rho_f \frac{d(u_f - u_p)}{dt} = \frac{1}{12} \pi d_p^3 \rho_f \left(\frac{du_f}{dt} - \frac{du_p}{dt} \right) \quad (4-42)$$

(3) Basset 加速度力 F_B

Basset 力是由于颗粒表面的附面层不稳定而使颗粒受到的一个随时间变化的流体的作用力，该力与颗粒的加速历程有关，方向与颗粒的加速度方向相反。表达式如下：

$$F_B = K_B \sqrt{\pi \mu \rho_f} r_p^2 \int_{-\infty}^t \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} \frac{d(u_f - u_p)}{dt} d\tau \quad (4-43)$$

式中 K_B 为经验系数，可按如下经验公式选取：

$$K_B = 2.88 + 3.12 / (A_c + 1)^3 \quad (4-44)$$

式中的 A_c 由液相动力与产生颗粒加速度的力之比来确定。

$$A_c = \frac{|u_f - u_p|}{a_p d_p} \quad (4-45)$$

(4) 压强梯度力（压差力） F_p

$$F_p = -\frac{4}{3} \pi r_p^3 \frac{\partial P}{\partial x} \quad (4-46)$$

这个力实际是浮力。若此压强梯度是由流体的重力作用引起的，X 轴垂直向上，则 $-\frac{\delta p}{\delta x} = \rho_f g$ ，与之对应的压差力即为浮力。因此，此力也可称为广义浮力。

(5) 重力 G

对于球形颗粒：

$$G = \frac{4}{3} \pi r_p^3 \rho_p g_x = \frac{1}{6} \pi d_p^3 \rho_p g_x \quad (4-47)$$

(6) Magnus 力 F_{ML}

流体的横向速度梯度或颗粒的形状不规则，亦或颗粒之间或与壁面相互碰撞、摩擦都可能引起颗粒旋转。这种由于颗粒自身旋转而产生的侧身力向称 Magnus 力。由于球形颗粒旋转而作用于其上的 Magnus 力为：

$$F_{ML} = \frac{1}{3} \pi d_p^3 \rho_f \omega \times (u_f - u_p) \quad (4-48)$$

式中： u_f —在球心测量的流体速度；

ω —球形颗粒旋转的角速度。

(7) Saffman 力 F_S

若流场有速度梯度 $\frac{du_f}{dy}$ ，则颗粒将受到一个附加的侧向力，这就是 Saffman 力。

$$F_S = 1.62 d_p^2 \sqrt{\rho_f \mu} (u_f - u_p) \left| \frac{du_f}{dy} \right|^{0.5} \quad (4-49)$$

这个力沿着 Y 的方向，它的正负号由 $(u_f - u_p) \frac{du_f}{dy}$ 的符号决定 (u 是 x 方向的速度分量，Y 方向是由 x 方向转 90° 确定)。

升力 = $\frac{1}{8} \pi d^2 \rho_f C_L (u_f - u_p)^2$ ，对于球形颗粒，升力系数 $C_L = 0$ 。

4.3.2 颗粒运动微分方程及颗粒轨迹方程

总结以上颗粒的受力可以得到如图 4-5 所示的受力分析示意图，根据以上的受力分析可以得到如下的通用颗粒运动微分方程式：

$$m_p \frac{du_p}{dt} = F_D + F_m + F_P + F_B + G + F_{ML} + F_S \quad (4-50)$$

但是一般情况下，并非所有这些力都一样重要。根据文献^[87]对各种力的所作的量级比较有如下的结论：

(1) Basset 力实际上是颗粒在粘性流体中作急剧加速运动时所受到的一种阻力，只有在粒子加速运动的初期，Basset 力才是重要的，否则可以忽略；

(2) 除非颗粒旋转很强，以至于 $\omega d^2 / \nu$ 显著大于 1，否则 Magnus 力可以忽略；

(3) 除非流场的速度梯度很大，以至于在粒径大小的尺度范围内速度就有显著变化，而且雷诺数较大，否则 Saffman 力可以忽略。

考虑到本文所研究冰浆动态堆积，冰浆在注入蓄冰槽过程中，初始固液两相的相对速度很小，粒子的加速度不大，且固相冰粒子的特征直径为 $90 \mu\text{m}$ ，对应的计算颗粒 $\text{Re}_p < 200$ ，这样，按照上述结论可以忽略掉Basset力、Mangus力、Saffman力， C_D 按式(4-41)选取，最终得到冰颗粒的运动微分方程：

$$F = m_p \frac{du_p}{dt} = F_D + F_m + F_p + G \quad (4-51)$$

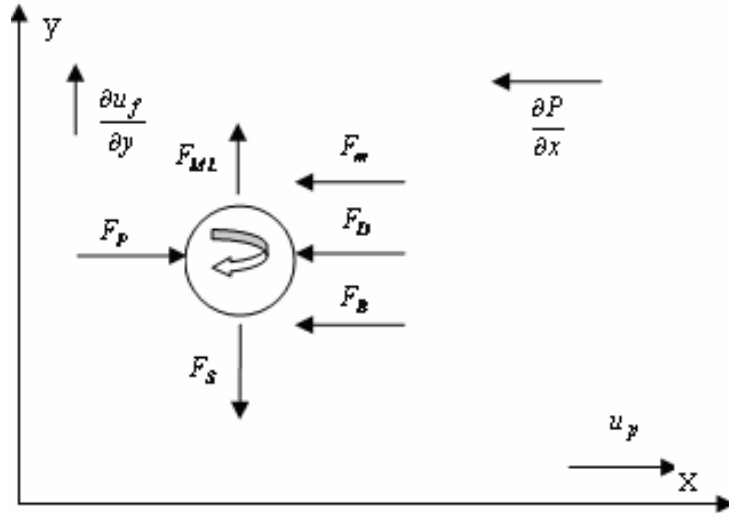


图 4-5 颗粒受力示意图

得到颗粒运动的微分方程后，对式(4-51)积分就可以得到颗粒轨道上每一个位置的颗粒速度，有了此速度，颗粒的轨道可以按下式求解。

$$\frac{dx}{dt} = u_p \quad (4-52)$$

以上是单个粒子运动轨迹的计算，考虑到计算过程主流的湍流扩散(4.3.3节)效应及实际所模拟的是冰粒子群的运动，本文使用随机游走模型^[88-91]计算颗粒群的轨迹。随机游走模型考虑了颗粒与流体的离散涡之间的相互作用。每个涡团的特征由满足高斯概率密度分布函数的随机脉动速度 u' 、 v' 、 w' 及时间尺度 τ 来体现，对湍流涡团中流体脉动速度 u' 、 v' 、 w' （假定其满足高斯概率密度分布）采样，有：

$$u' = \zeta \sqrt{(u')^2} \quad (4-53)$$

其中 ζ 为服从正态分布的随机数，方程右边带根号的量为当地速度脉动的雷诺应力。此时，流场中每一处的湍动能都是已知量，对于 RNG $k-\varepsilon$ 模型，假定当地湍流各向同性的雷诺应力分量

$$\sqrt{(u')^2} = \sqrt{(v')^2} = \sqrt{(w')^2} = \sqrt{2k/3} \quad (4-54)$$

涡团的特征生存时间定义为常量：

$$\tau_e = 2T_L \quad (4-55)$$

式中 T_L 对 RNG $k-\varepsilon$ 模型：

$$T_L \approx 0.15k / \varepsilon \quad (4-56)$$

颗粒与流体间的相互作用时间取为涡团生存时间和颗粒穿过涡团时间两者的较小值。达到这个较小的时间值时，由方程(4-53)又重新得到了一个瞬时速度。

通过这种方法计算足够多的代表性颗粒的轨迹，湍流对颗粒的随机性影响就可以得到体现。

4.3.3 流体相的控制方程

流体相采用欧拉分析方法，与理想堆积时的假设条件类似，假设冰浆在贮存过程中蓄冰槽绝热。

a)质量守恒方程：

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{v}_l) = 0 \quad (4-57)$$

b)动量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_l \mathbf{v}_l) + \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{v}_l \mathbf{v}_l) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu_l (\nabla \mathbf{v}_l + \nabla \mathbf{v}_l^T)] + \rho_l \mathbf{g} + \mathbf{F}' \quad (4-58)$$

\mathbf{F}' 为冰粒子与溶液之间的动量交换或相间作用力。

$$\mathbf{F}' = -\frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^{\hat{n}} F \quad (4-59)$$

式中 ΔV 为控制容积的体积， \hat{n} 为其内粒子的个数

c)湍流方程：

本文实验中雷诺数的范围较小 ($Re \leq 30000$)，大多数湍流实验点都属于“小雷诺数”的范围，因此选用在小雷诺数下性能较优异的重整化群 (RNG) $k-\varepsilon$ 湍流模型^[92]来计算冰浆堆积时的湍流问题。

根据 RNG $k-\varepsilon$ 模型补充湍流动能方程 (k 方程) 和耗散率方程 (ε 方程) 构

成适定的封闭控制方程组。RNG k - ε 模型中由 N-S 方程导出的 k 方程和 ε 方程分别具有以下张量表示的通用形式:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k v_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\xi_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (4-60)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon v_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\xi_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (4-61)$$

其中 G_k 表示由于速度梯度引起的湍动能产生量, 定义为:

$$G_k = \mu_t \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad (4-62)$$

式中 S_{ij} 为流体变形率张量。 G_b 表示由于浮力引起的湍动能产生量, 定义为:

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (4-63)$$

β 为热膨胀系数, g_i 为重力加速度分量, $Pr_t = 1/\zeta$, 其中 ζ (即 ζ_k 和 ζ_ε) 由下式计算:

$$\left| \frac{1.3929 - \zeta}{0.3929} \right|^{0.6321} \cdot \left| \frac{2.3929 + \zeta}{3.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_{\text{mol}}}{\mu_{\text{eff}}} \quad (4-64)$$

Y_M 表示在高马赫数湍流中脉动膨胀 (可压缩效应) 对总体耗散率的贡献。 S_k 和 S_ε 分别表示 k 方程和 ε 方程的源项, 在本文模型中均为 0。

RNG k - ε 模型与标准 k - ε 模型的最大区别在于式(4-61)中的 R_ε 项, 在本文模型中其定义为:

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \zeta^3 (1 - \zeta/\zeta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \zeta^3} \frac{1}{k} \quad (4-65)$$

式中 $\zeta = Sk/\varepsilon$, S 为流体变形率张量的模, $\zeta_0 = 4.38$, $\beta = 0.012$ 。

把式(4-65)代入式(4-61)重新整理得:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon v_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\xi_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4-66)$$

其中:

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \rho \zeta^3 (1 - \zeta/\zeta_0)}{1 + \beta \zeta^3} \quad (4-67)$$

为了消除尺度影响，RNG $k-\varepsilon$ 模型采用下式处理湍流粘度：

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right) = 1.72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1 + C_v}} d\hat{v} \quad (4-68)$$

式中， $\hat{v} = \mu_{\text{eff}}/\mu$ ， $C_v = 100$ 。通过对上式的积分可以合理的描述湍流动量传递与雷诺数之间的关系，使RNG $k-\varepsilon$ 模型能有效处理低雷诺数及近壁面处的湍流问题。在较高雷诺数区，由式(4-68)可得：

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4-69)$$

式中 $C_\mu = 0.0845$ 。

根据重整化群原理的分析，RNG $k-\varepsilon$ 模型中的几个常数定义为： $C_{1\varepsilon} = 1.42$ ， $C_{2\varepsilon} = 1.68$ 。常数 $C_{3\varepsilon}$ 表示浮力对能量耗散的影响程度，其定义为：

$$C_{3\varepsilon} = \tanh\left|\frac{v_i}{v_j}\right| \quad (4-70)$$

其中 v_i 和 v_j 分别表示与重力加速度方向平行和垂直的速度分量。

4.3.4 微分方程的初边值条件

实际问题的计算一般是针对有限区域的，对上述以微分方程组构成的模型方程求解，必须给出确定的边界条件和初始条件。在数学上给定具体的初边值条件，即能确定模型唯一的解。边界条件和初始条件在满足数学要求的同时还必须符合物理要求，它要求在数学上满足适定性，在物理上有明显的意义。

流体相与固相初始条件：计算采用的入口流速如表 4-3所示，入口冰粒子粒径分布采用 3.3 节的Rosin-Rommlar分布。颗粒入口速度与流体相同，无速度滑移。计算初始时刻 5%的乙二醇溶液充满计算区域并保持静止，溶液为不可压缩的牛顿流体，计算过程中流体性质不发生任何变化，考虑重力对流场的影响。

表 4-3 离散相模型计算入口参数

| 流速 (m/s) | 入口管径 (m) | Re |
|----------|----------|----------|
| 2.2869 | 0.021 | 2.85E+04 |
| 2.0010 | 0.021 | 2.50E+04 |
| 1.4293 | 0.021 | 1.78E+04 |
| 0.8576 | 0.021 | 1.07E+04 |

本文计算所用到计算域的边界条件主要有进口边界条件、出口边界条件、壁面条件、自由面边界条件等，如图 4-6所示，下面逐一阐述。

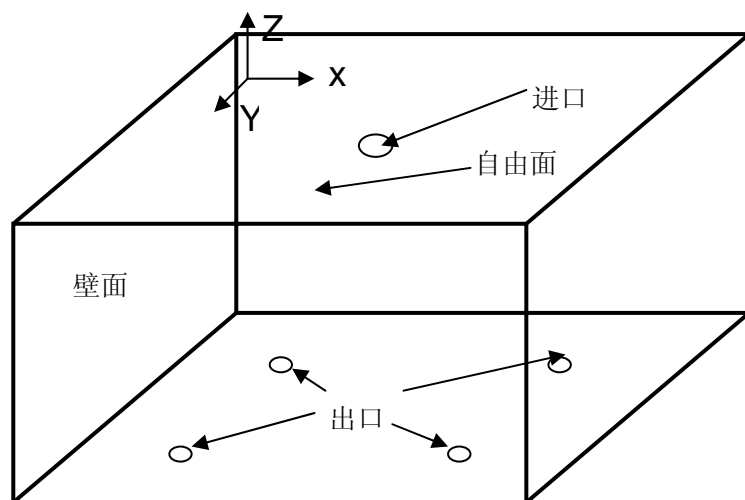


图 4-6 计算模型示意图

1) 进口边界条件

通常情况下，可以通过给定压力进口、速度进口或质量进口来确定计算域的进口边界条件。其中，压力进口主要是给定进口处的总压和静压值，用于进口流量或流动速度为未知的流动，但以压力进口条件计算时不容易收敛。质量进口边界对于不可压缩流体的计算与速度进口条件具有相同的效果。本文计算采用的是速度进口边界设定，速度进口边界需要给定的是速度大小和方向，假设进口的速度分量分布均匀，流动方向为垂直进口平面方向。

另外，对湍流边界设定，选择指定进口边界的湍流强度和湍流水力直径的方法，源流强度一般由式(4-71)计算得到，对圆管水力直径按其直径设定。

$$I = 0.16 \text{Re}^{-1/8} \quad (4-71)$$

2) 出口边界条件

它和进口边界条件是联合使用的，常用的出口边界条件有出流、压力出口等。流动出口一般是选在离几何扰动足够远的区域来施加，因为此处流动发展比较充分，速度沿流动方向没有变化，其出口面数学描述为即 $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ ， ϕ 为不包括压力在内的所有变量。压力出口边界条件按照局部单项化处理，即认为流场在计算域的出口已充分发展，出口边界无回流，边界流动参数对上游无影响，出口速度由连续性条件外推获得。本文计算时选用的是压力出口边界条件。在湍流的设定方法中，依然使用入口边界的设定规则。

3) 壁面边界条件

严格地说, 壁面边界条件需要设定壁面的滑移特性、粗糙度、移动或静止、穿透特性、绝热特性、辐射特性和化学组分等等参数。对不可压缩流体, 根据是否计及流体粘性, 常给出固体壁面上的速度条件。对粘性流体, 必须满足固壁不滑移条件, 或称为速度连续性条件。当固体壁面静止时, 固壁上的流体也是静止的, 壁面流速 $v=0$, 即计算时不考虑壁面滑移特性, 本文中计算时的边界条件正是采用此种无滑移的壁面边界条件。对湍流壁面采用标准壁面函数法处理。

4) 自由面边界条件

在冰浆不断注入过程中, 自由液面上由于界面张力和相间切应力的存在, 自由液面是一个波动过程, 对其波动过程的研究必需设定自由面的波高函数, 结合其它边界条件求解相应的微分方程, 得到确切的自由面条件^[93], 此种方法非常复杂, 一般数值计算时无需如此设置, 本文对此进行简化处理, 认为自由表面的各变量梯度为 0^[94]。

4.3.5 求解方法

对上述微分、偏微分方程构成的三维模型求解, 离散方法采用有限容积法, 时间项采用一阶隐式格式, 对流相采用延迟修正的QUICK格式离散^[95], 扩散相采用二阶迎风格式, 设置压力松弛因子为 0.3, 动量松弛因子为 0.7, 动能松弛因子为 0.8, 耗散率松弛因子为 0.8, 速度与压力耦合采用经典的Simple方法^[96]求解, 具体步骤简要概括如下:

- (1) 初始化液相流场及固相入口;
- (2) Simple方法求解连续相流场方程(4-57)–(4-61);
- (3) 计算颗粒运动微分方程(4-51)及轨迹方程(4-52), 得到粒子运动轨迹;
- (4) 更新连续相动量方程的颗粒运动耦合源项(4-59);
- (5) 判断收敛及输出粒子轨迹及流场;
- (6) 进入下一时间步, 重复步骤(1) – (5)

具体计算流程如图 4-7所示。

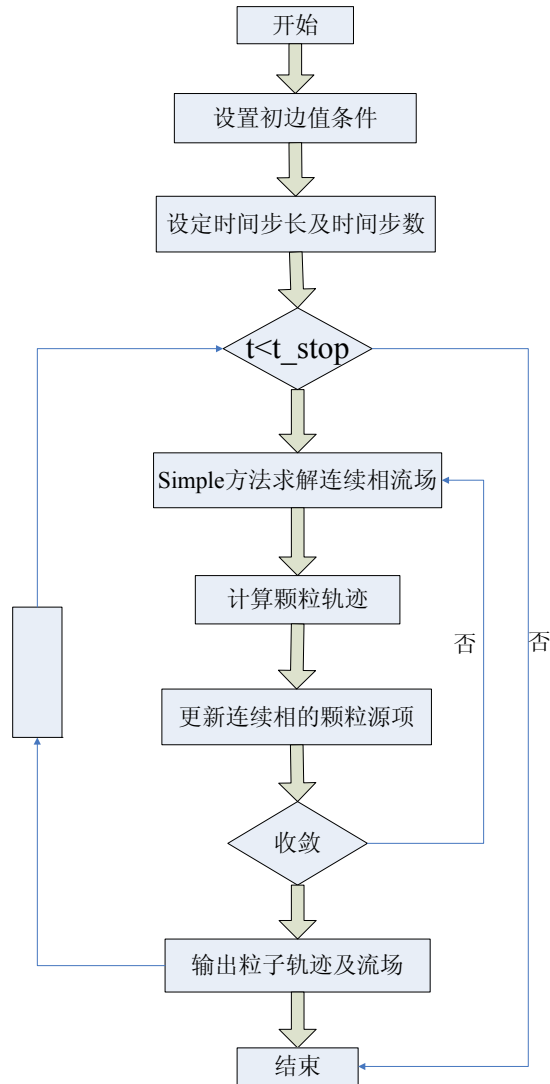


图 4-7 数值计算流程图

4.3.6 结果分析

4.3.6.1. 主流流场分析

本文对三维的蓄冰槽开展数值计算，计算中乙二醇溶液作为连续相，其主流场的运动特性是其携带的冰粒子运动状态及两相间动量耦合作用的基础，为清晰的表明流场的特性，采用 $y=0.415\text{m}$ 截面，即蓄冰槽中心的 xz 截面来分析其流场，图4-8—图4-10是计算得到的不同入口流量和初始液面高度的速度场，从图上可以看出，冰浆注入蓄冰槽时形成一个入射的射流方向（ z 轴负方向），沿着此方向主流流体的速度越来越小，到达槽子底部后，流体一部分反弹，另一部分沿池底向四周散开，并在局部形成涡流，从各流量不同时形成流场内涡流的局部放大图可以看出，入口流量越大，在管径及其它条件不变的情况下，流速越大，其形成的涡流的强度越大，涡的传播越接近侧壁面，而远离入射管中轴线。相同流速下降

低初始液面高度，越容易在远离入射中轴处形成涡流。对比各个截面流速分布发现，其速度分布显示出相似性质，沿着进口管轴线上流速最大，距轴线愈远流速愈小，入口流速越大，其对流场的影响范围越大。

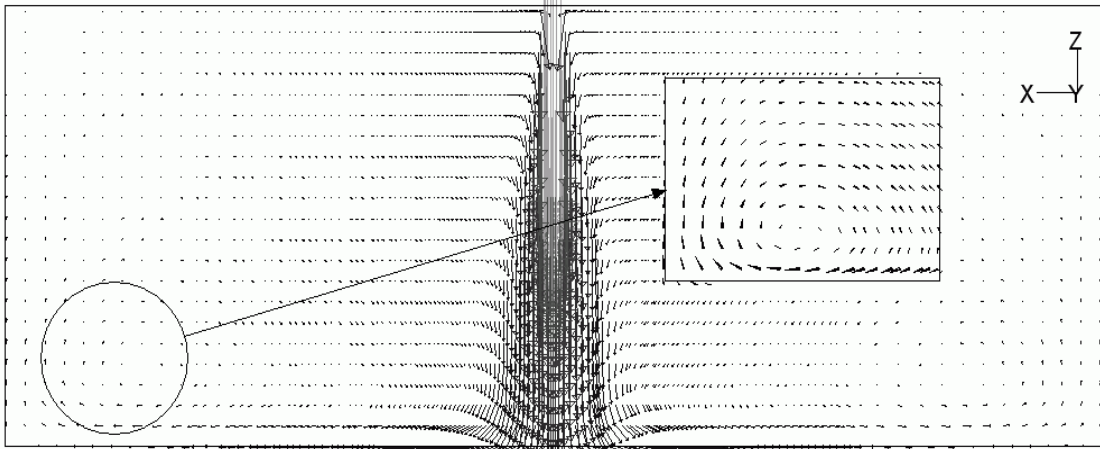


图 4-8 $U=0.8\text{kg/s}$, $\text{IPF}=1.3\%$, $L=0.445\text{m}$ 时 xz 截面的流场

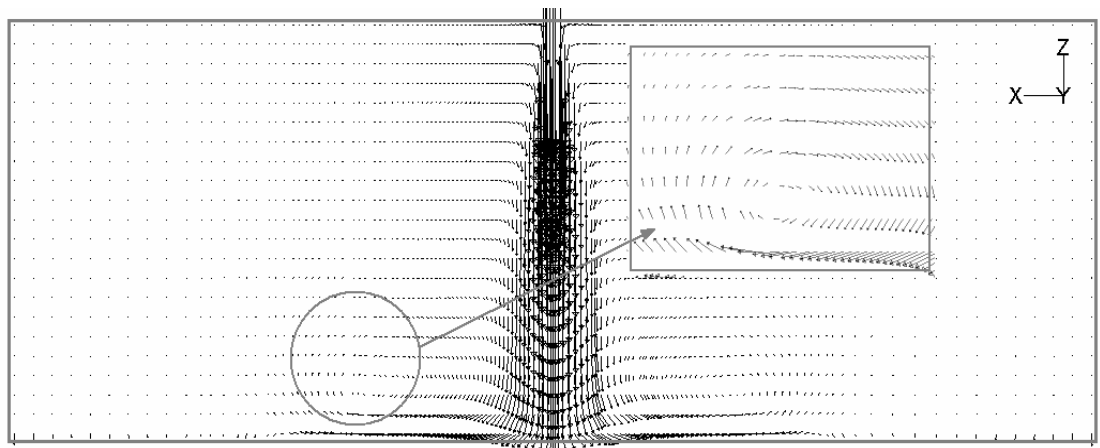


图 4-9 $U=0.3\text{kg/s}$, $\text{IPF}=1.3\%$, $L=0.445\text{m}$ 时 xz 截面的流场

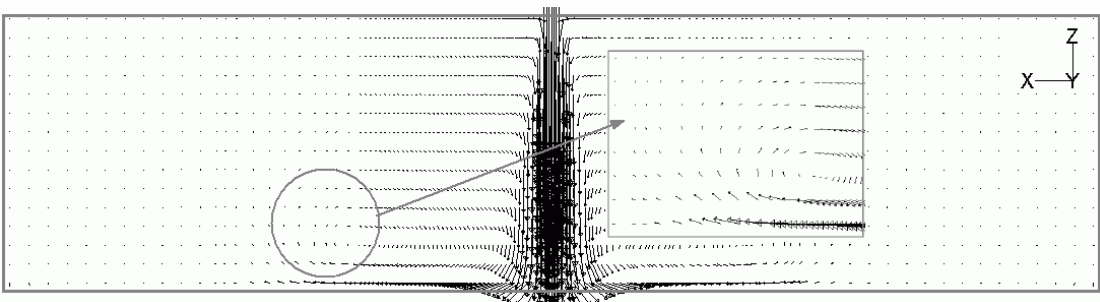
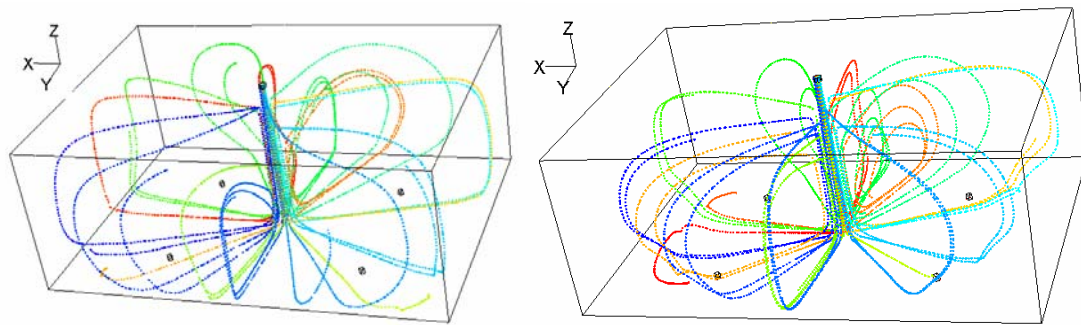


图 4-10 $U=0.3\text{kg/s}$, $\text{IPF}=1.3\%$, $L=0.3\text{m}$ 时 xz 截面的流场

4.3.6.2. 粒子的运行轨迹分析

图 4-11 是不同流量下冰粒子在蓄冰槽内的典型运行轨迹图，之所以称之为典型是因为，由于考虑到了主流湍流效应，使用了随机游走模型，粒子在流场中

的运动轨迹具有一定的随机性，而图中所选的粒子轨迹随着计算时间变化基本稳定。从图上可以看出，不同流量下的粒子运行轨迹具有一定的相似性，冰粒子从入口注入，由于粒子的粒径较小，对主流的动量影响较小，主流对其携带能力较强，粒子首先运动到池底，并沿池底在主流作用下向四周滑行，随后在涡流的作用下被带到主流区域的上部，对比不同流量下的粒子轨迹可以发现，相同条件下流量越大的冰浆入射，冰粒子越容易沿边壁向上爬升。



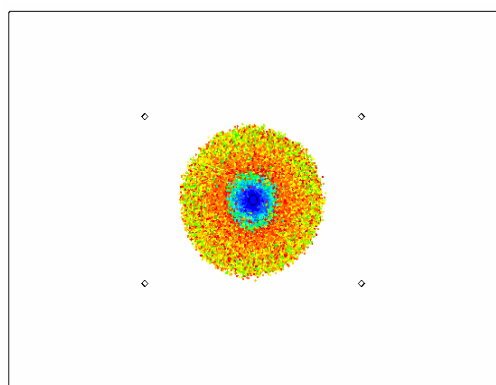
$U=0.8\text{kg/s}$, $IPF=1.3\%$, $t=10\text{s}$

$U=0.3\text{kg/s}$, $IPF=1.3\%$, $t=20\text{s}$

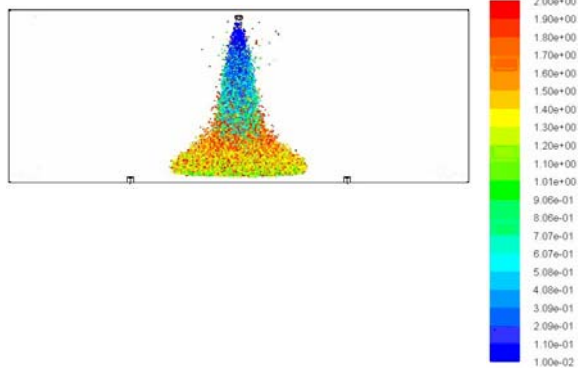
图 4-11 不同流量时粒子在蓄冰槽中的运行轨迹

4.3.6.3. 流量不同时冰颗粒堆积的时变过程

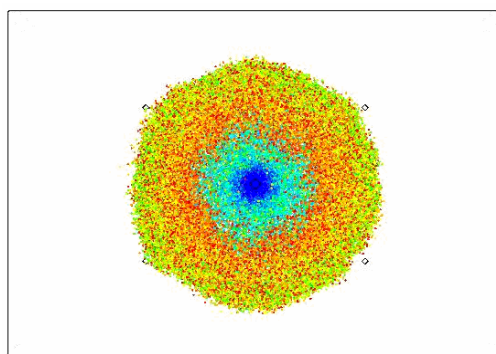
图 4-12、图 4-13 分别为流量不同，其它条件相同的冰浆在蓄冰槽内的堆积过程，计算时间 10s，图的左侧是 xy 视图，即俯视图，而右侧为 xz 视图，即正视图。图中粒子的颜色表示注入冰浆中的冰粒子在蓄冰槽中的停留时间，红色和蓝色分别表示最初入射和最后入射的冰粒子，其它颜色的则是在其间入射的冰粒子，初始时池内为纯溶液，从图上可以看出，冰浆从入口处注入池中，入口冰浆的注入在池底 (xy) 平面形成一个以注入口为圆心的圆，并随着注入冰浆的不断增多而逐步增大，从蓄冰槽正面看，注入冰浆在 xz 平面形成一个锥形的射流面，入射的冰粒子被冲击到底面后，不断向上翻滚并伴随上述底面同心圆的增大而逐步向蓄冰槽的边壁推移，这一过程同样出现在其它工况（实验条件）下，且从图 4-11 冰粒子的轨迹图中可以更为清晰的看出，顺着池底滑移的冰粒子到达壁面后，与壁面碰撞反弹并在壁面附近沿着壁面上升，在溶液主流流场的作用下积聚在蓄冰槽溶液的中部。



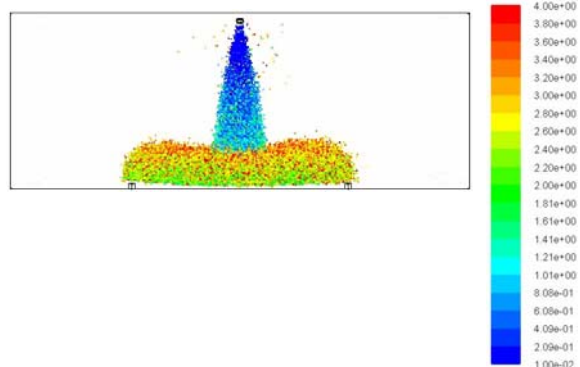
2s xy



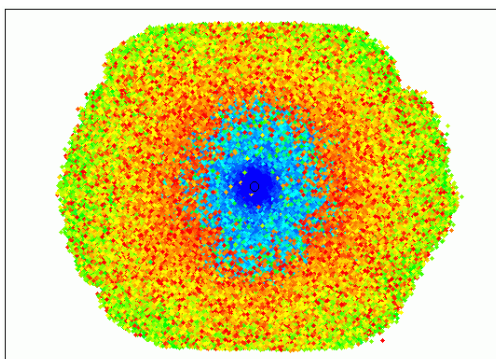
2s xz



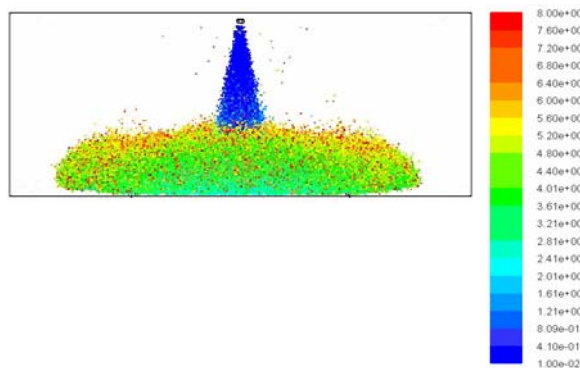
4s xy



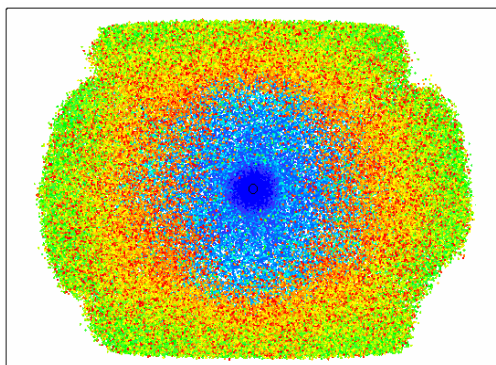
4s xz



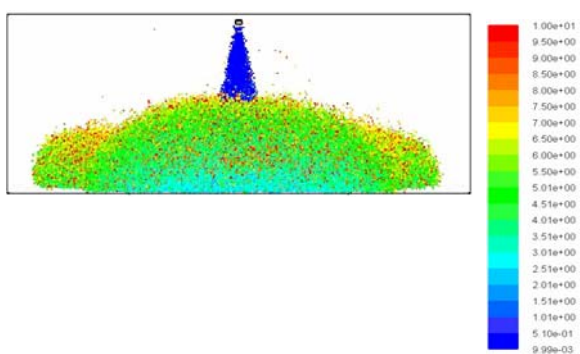
8s xy



8s xz



10s xy



10s xz

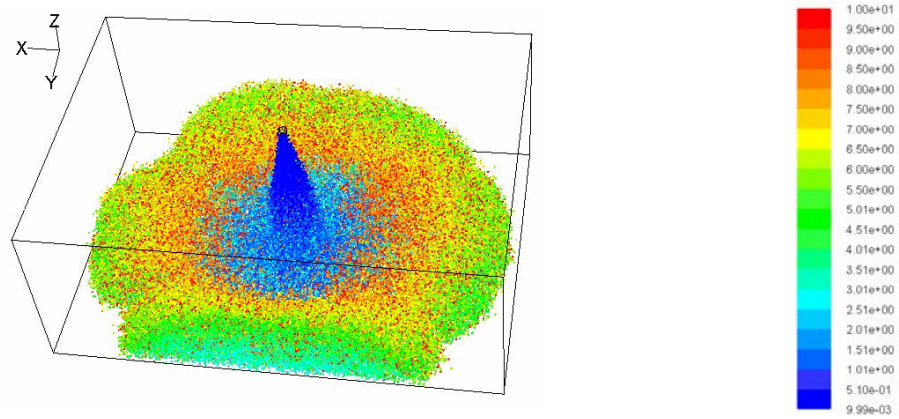
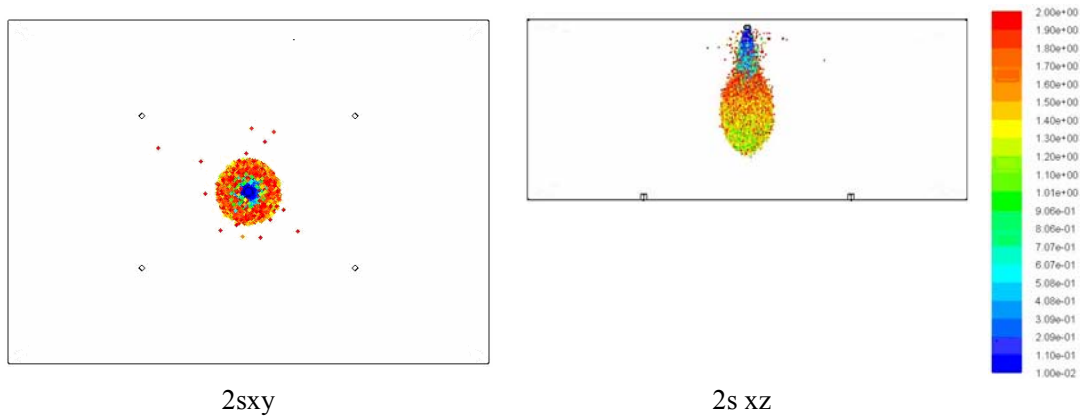


图 4-12 $U=0.8\text{kg/s}$, $IPF=1.3\%$ 时的粒子堆积时变图

对比分析两种不同流量的堆积过程可以发现，增大流量，冰浆入射更容易发挥湍流的搅拌作用以及主流的携带作用，冰粒子未来得及上浮便被主流携带至池底，随着上浮冰粒子的增多，形成富冰层，而后期入射的冰粒子在湍流作用下上浮的过程中会冲击已经形成的富冰层，在富冰层自重及上述冲击下，富冰层逐渐加密。而流量越小，冰浆入射时越容易在入射中轴处形成局部的冰浆固相含量的高浓度区，这一现象可以从图 4-12、图 4-13两图中 2s 的 xz 剖面看出。流量越小，入射冰浆越容易形成类似纺锤的结构，纺锤的位置越靠近入射口，且纺锤的最大横截面（ xy 截面）越大，这一结构相对增大了后进入的冰粒子向下运动的阻力，减小了冰浆向下运动的速度，使粒子来不及向四周扩散就慢慢向上浮起，因此冰颗粒越容易向入射中轴靠拢，形成入射中轴处富冰层向下突起，周围富冰层高度都比中央低的外凸形的富冰层结构，这一结论与实验现象相符。



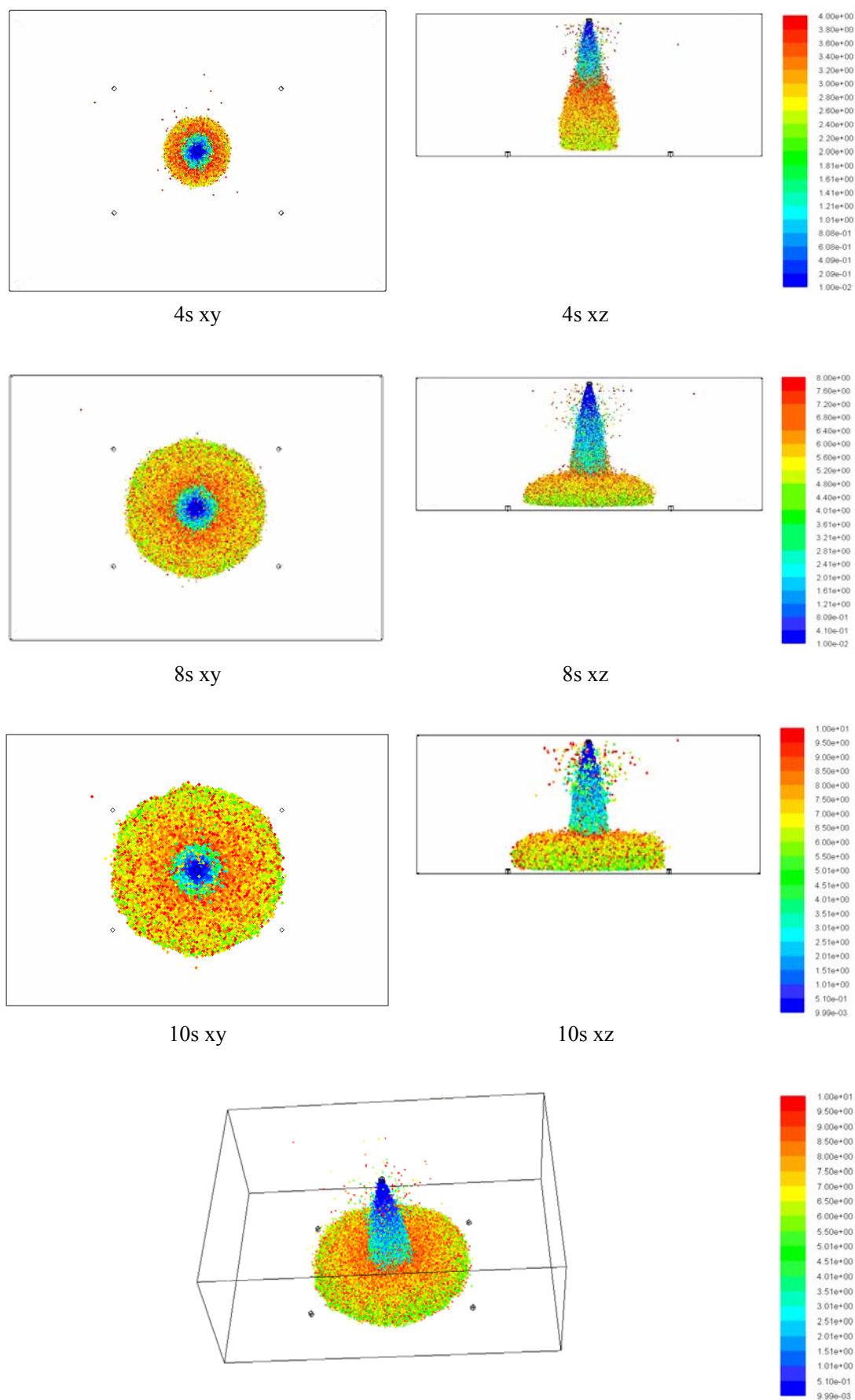
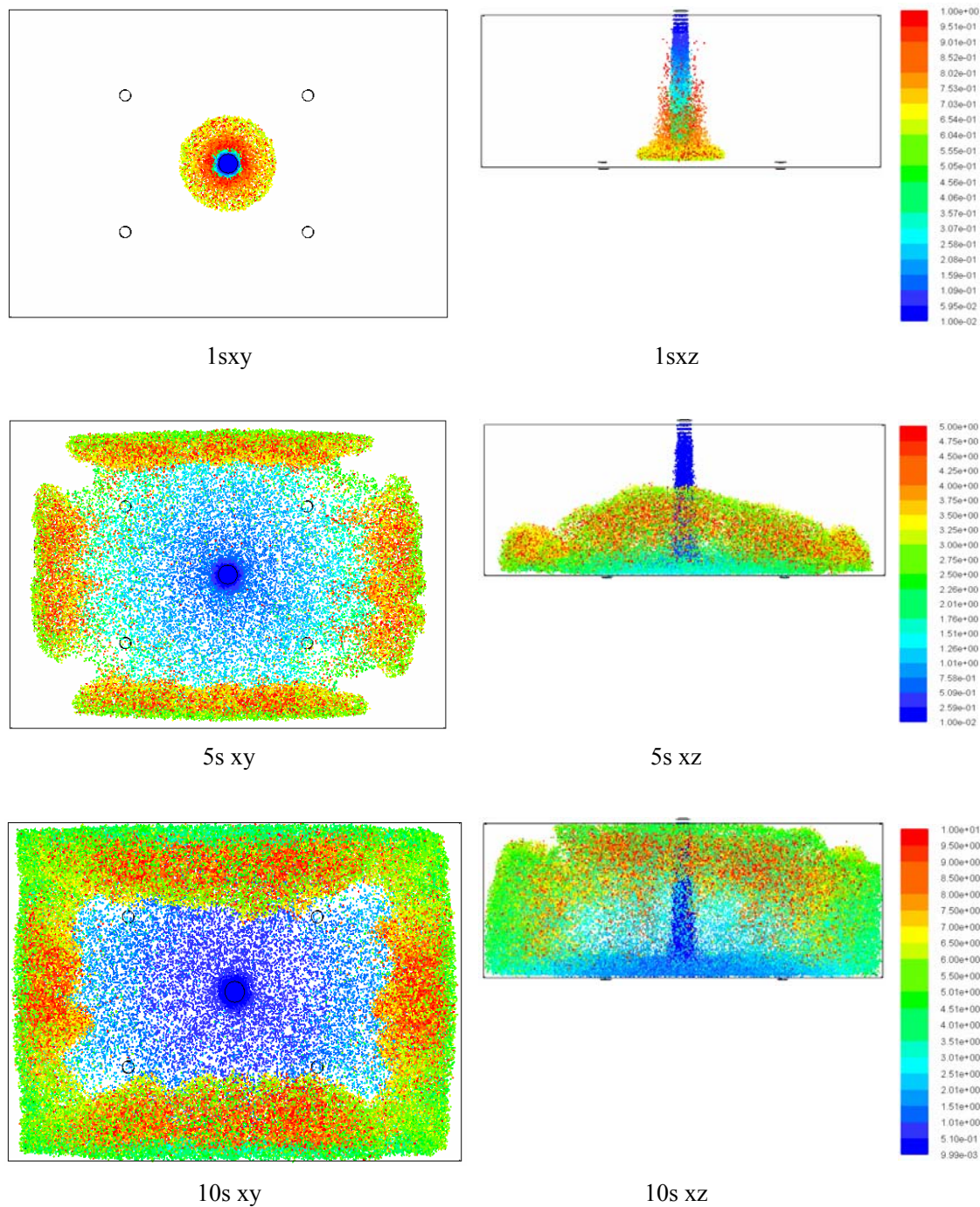


图 4-13 $U=0.3\text{kg/s}$, $\text{IPF}=1.3\%$ 时的粒子堆积时变图

为更好的展示流量变化对冰浆堆积的影响，并兼顾考察出冰口管径对堆积的影响，保持相同的出冰流速，将出冰管径扩大一倍，即其它条件不变的情况下流量扩大四倍，模拟出冰的堆积状况，得到堆积时变过程如图 4-14所示。



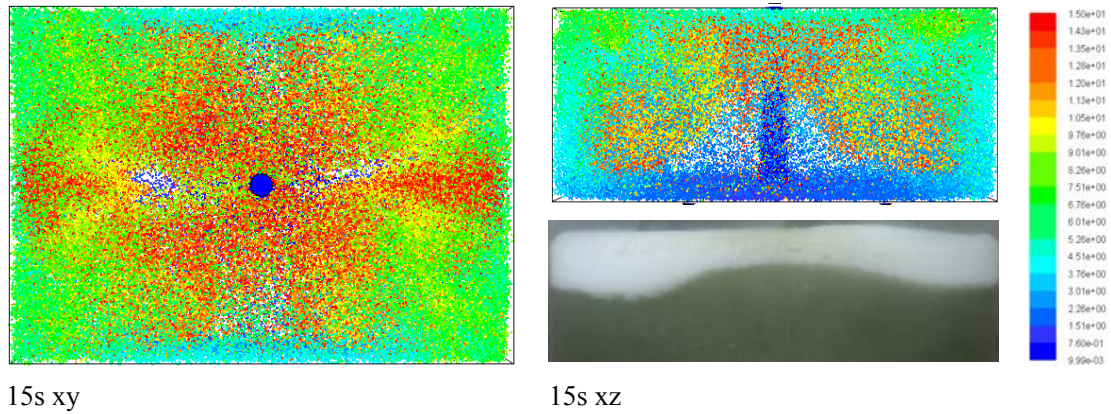
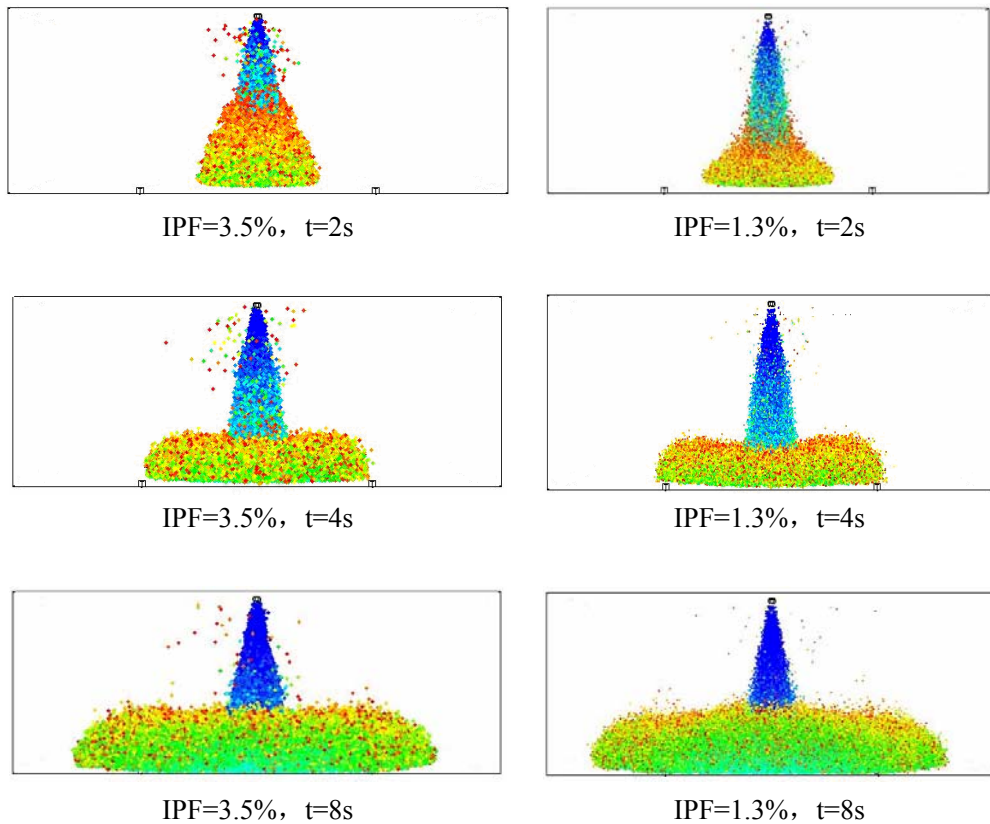


图 4-14 $U=3.2\text{kg/s}$, $IPF=1.3\%$ 时的粒子堆积时变图

(注：图中 15s xz 处的图片为实验 4 在冰浆堆积 1 小时后拍摄得到的堆积轮廓)

从图中可以明显的看出，由于流量的大幅增加及管径的增大，冰浆入射的影响范围变大，冰浆更快的到达池底并携带其中的冰粒子迅速沿四周壁面上升，最终使冰浆中的冰粒子上浮并在池的初始液面聚集，形成富冰层，图中 15s 时的计算数据与实验中高流量时的堆积轮廓比较吻合，显示出计算模拟对揭示冰浆贮存的动态过程机理的合理性。

4.3.6.4. 固相含量不同时冰颗粒堆积的时变过程



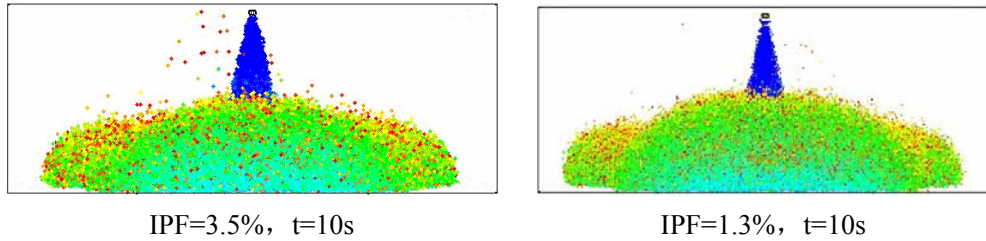
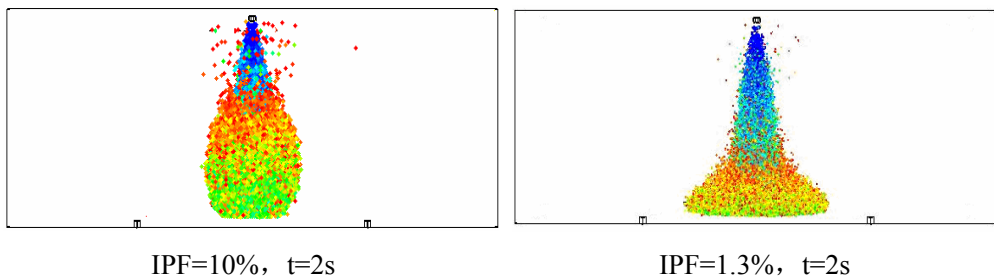
图 4-15 $U=0.8\text{kg/s}$, IPF=1.3%, 3.5%时的粒子堆积时变对比图

图 4-15是流量相同、固相含量分别为 1.3%、3.5%时模拟得到的冰粒子在蓄冰槽内的堆积时变过程，由于前文已经对冰浆堆积的作了xy/xz断面的分析，分析的结果表明只对xz断面进行配图说明基本能够展示模型模拟的结果，推导出相应的规律，因此为论文的篇幅考虑，此处及下文只对xz断面的计算结果进行图形说明。

从图中可以看出，在冰浆入射的初期，由于固相含量的不同，堆积过程产生了类似前文流量变化过程的结果，所不同的是固相含量的增加与流量减小的结果相似，初始堆积时，由于固相含量的增大，相同物理时刻时形成的纺锤形结构横截面积增大，另外由于冰浆IPF的增大，其粘度也相应增大，冰粒子在其中运行的相对运动受阻，冰水两相的相对速度增大，由式(4-39)可知，冰粒子的所受的阻力将增大，因此表现出堆积有向蓄冰槽中央聚集的特征。为了更好的表现出固相不同对冰浆堆积的影响，本文对固相含量为 10%的冰浆注入蓄冰槽的过程进行了验证性的模拟，图 4-16是固相 10%与 1.3%时冰浆堆积的时变过程对比。对比的结果仍然表明，入射冰浆的IPF越大，冰颗粒越向蓄冰槽的中央轴线靠拢，同时可以发现冰浆IPF增大时，较多的冰粒子并没有随入射形成的冰粒子团运行，而是脱离了此区域发散的向四周浮动，可以合理的推断出此部分冰粒子最终会上浮到自由液面，并被其后入射的冰浆冲击推动到池的边缘。其它条件不变，冰浆IPF越大，这部分被推动到池边缘的冰粒子越多，越容易形成与蓄冰槽边壁接触紧密的富冰层堆积形状，见图 3-8实验 6。



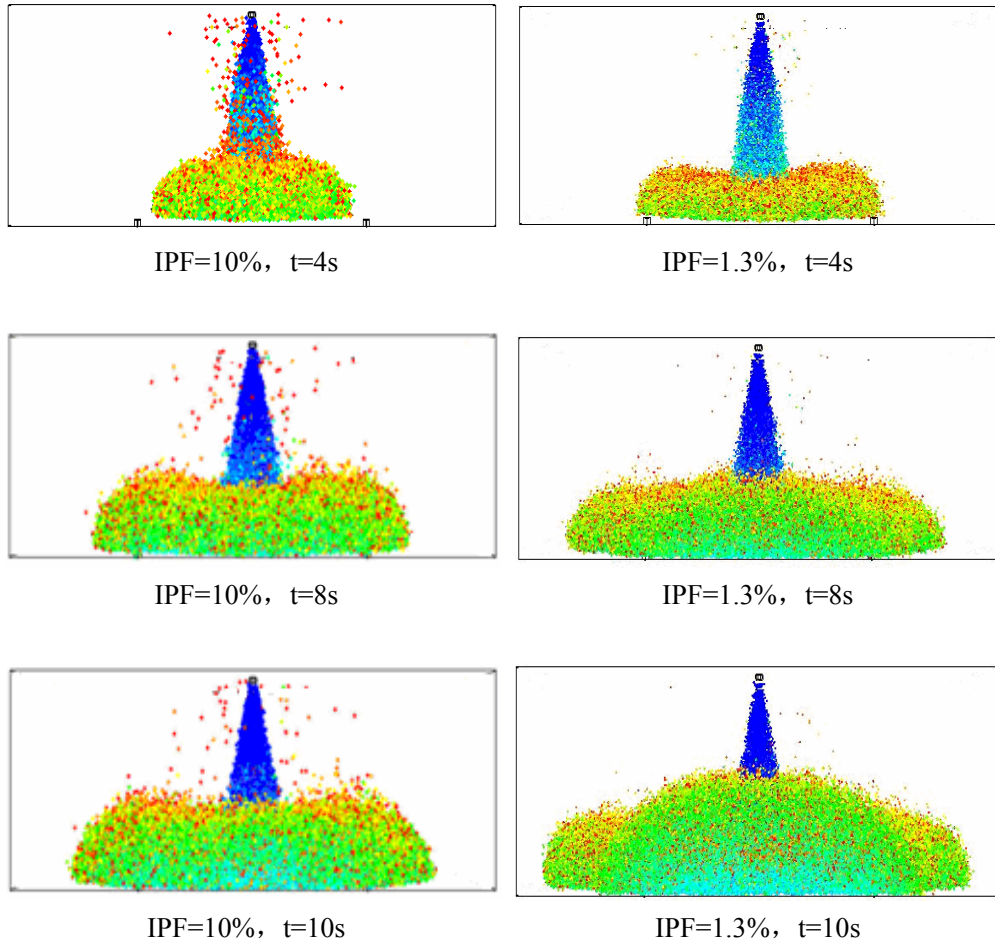


图 4-16 $U=0.8\text{kg/s}$, $\text{IPF}=10\%$, 1.3% 时的粒子堆积时变对比图

从理论上可以推出随着冰粒子的不断注入，蓄冰槽内冰粒子的数量不断增大，最终会上浮并堆积成形，只要计算机有足够的性能，能够追踪到足够多的冰粒子在蓄冰槽内的运行轨迹，整个动态蓄冰过程可以实现全程的计算机模拟，然而按照式(4-18)计算得到，质量固相含量 10%的 1kg冰浆中 $90\ \mu\text{m}$ 的球形颗粒冰粒子的个数约为 2.8×10^8 个，因此本文所使用的计算机硬件限制了实现这一目的的可能，另外从理论模拟指导现实实际操作的角度来说，也完全没有必要对此过程进行全程的计算机模拟，同时，由于冰粒子数目的增大，蓄冰槽内混合溶液流体的性状也必然发生了改变，流体的湍流状态及粒子的受力状态也将不可避免的发生变化，相应的模型也需要进一步改进，这部分工作量将相当庞大。因此本节的目的则是从冰浆注入蓄冰槽初始阶段的非稳态模拟中得到相应的冰粒子运行轨迹，从理论上能够预测随后的冰浆堆积过程的发展方向，这一目标已经基本实现。

4.3.6.5. 初始液面高度不同时冰颗粒堆积的时变过程

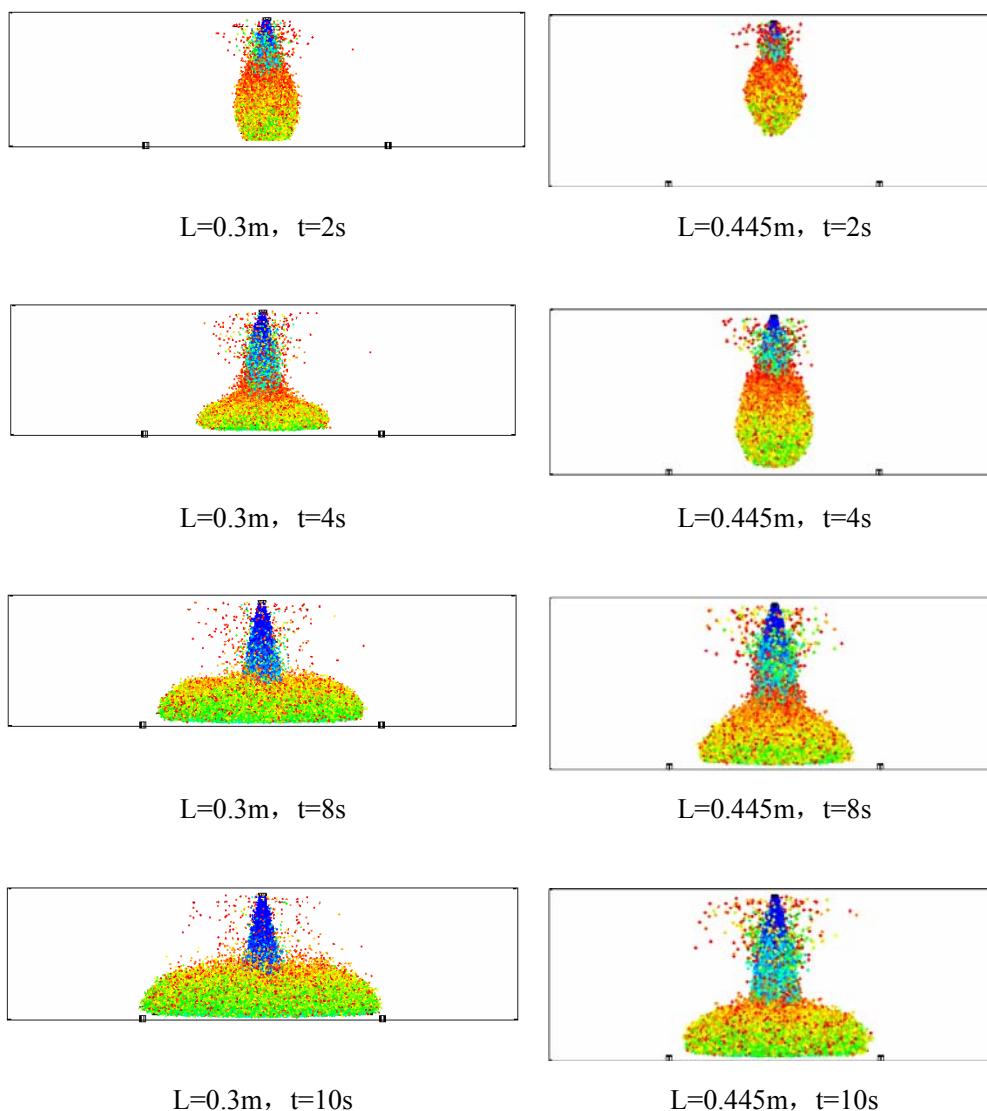
图 4-17 $U=0.3\text{kg/s}$, $IPF=2.1\%$ 时不同液面高度的粒子堆积时变对比图

图 4-17是其它条件相同，仅初始液面高度不同的情况下的堆积模拟的时变对比图，左右两列分别是 $L=0.3$ 、 $L=0.445\text{m}$ 时的模拟结果，对比两列的模拟结果显示，由于液面的降低，冰浆入射后更快的到达池底并迅速向四周散开，并且冰颗粒上浮达到自由液面的时间更短，一旦接触到自由液面，冰粒子很容易在此处聚集，然而由于流量较小，其冲击对液面上聚集冰的冲击量减小，使其更容易在中心聚集，然后达到一个初步稳定的状态后继续沿液面深度方向堆积，因此堆积的结果就表现出蓄冰槽四周边壁冰堆积较少，而入射中轴处堆积冰较多的富冰层结构。见图 3-10实验 12 的结果。

4.3.6.6. 向上和向下出冰方式不同时对冰颗粒堆积的影响

以上采用的均是向下注入冰浆的方法模拟冰浆的动态堆积过程, 考虑到不同出冰方式可能会引起冰浆堆积的效果不同, 本文对出冰管口向上喷射出冰方式进行了模拟。冰浆向上喷射是一个冰浆与蓄冰槽中的冰浆出口周围空气形成气液混合的动态过程, 对这一过程的模拟将能表现出冰浆向上喷射最后再落入蓄冰槽的过程, 分析其落入时在液面形成的射流, 并与直接垂直向初始液面入射的结果进行对比。这里为分析问题方便, 将冰浆简化为混合均匀的单一流体, 其与空气之间的流动属于气液两相流。此类问题的模拟牵涉到气液界面的运动界面追踪, 解决方法主要有VOF (Volume of Fluid) 法^[97]和Level set^[98]方法等等, 本文采用VOF模型对冰浆向上喷射过程进行模拟。

VOF方法的基本原理是通过研究网格单元中两相或多相流体运动和各相流体在网格中的体积比函数 λ 来确定自由面, 追踪流体随时间的变化。其模型得以建立的基石在于流体各相之间没有渗透、并且不相互转化。对VOF方法及运动界面追踪问题的研究可参见文献^[99]。对本文的模拟, 基本控制方程如下:

冰浆溶液相容积比率方程:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \lambda = 0 \quad (4-72)$$

动量方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)] + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (4-73)$$

式中 ρ 由下式给出:

$$\rho = \lambda_l \rho_l + (1 - \lambda_l) \rho_a \quad (4-74)$$

湍流方程采用标准k- ϵ 方程, 运动界面重构采用几何重建 (geometric reconstruction) 方法。依旧采用控制容积法离散方程, 物理模型进口边界采用速度进口边界条件, 出口为压力出口边界条件, 按照表 4-3的入口参数, 计算结果如图 4-18所示。

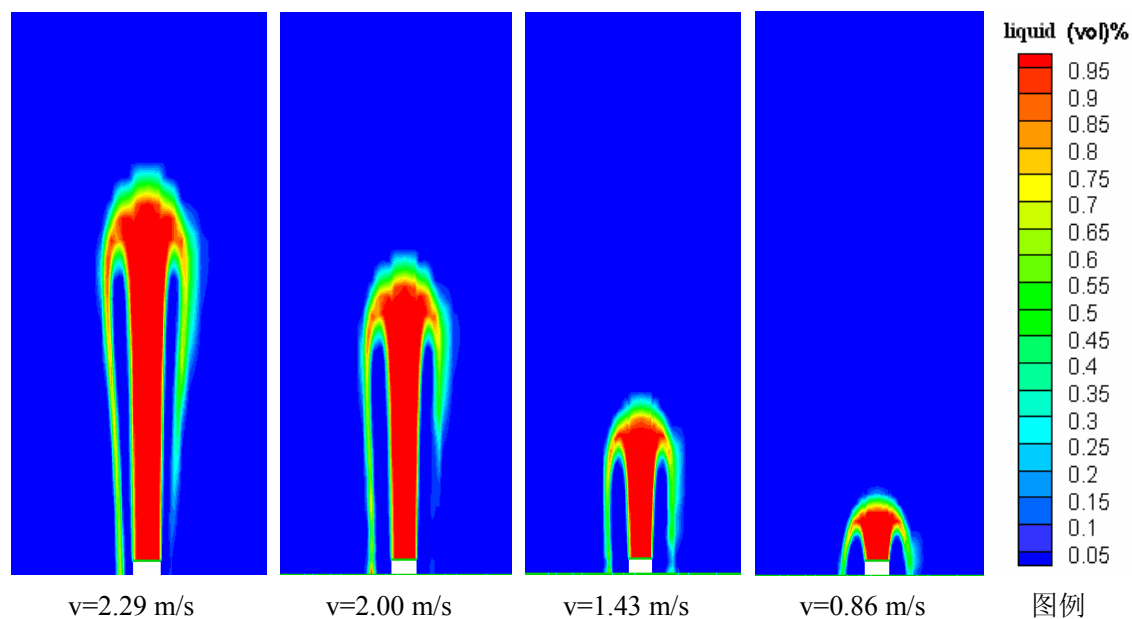


图 4-18 出冰布置采用向上喷射时不同流速下的相分率变化

图中从左到右依次为入口冰浆流量（流速）逐渐减小的向上喷射稳定时的相分率变化，底部空白处为冰浆向上喷射入口，可以看出，随着入口冰浆流量的减小，向上喷射的高度也随之减小，但是相比之下，落下时的冰浆在入口水平面上形成的近似环形截面的外径却相差不大，具体数据见表 4-4。模拟的结果表明向上出冰与向下出冰相比，有效的扩大了入射冰浆对自由液面冲击的影响范围，将更容易使冰浆向蓄冰槽周边堆积。而第三章的实验结果发现向上及向下出冰对冰浆堆积的影响不大，这一矛盾可以归因于，与蓄冰槽内溶液自由液面的面积相比，入口管向上出冰形成的圆环面积仅为其面积的 0.3%，因此在计算流量范围内由于出冰方式不同造成的对后期冰浆堆积的影响也相对有限。

表 4-4 冰浆向上喷射时落入液面形成的近似圆环的外径

| 流量 (m/s) | 进口管径 (mm) | 模拟值(mm) | 实验值 |
|----------|-----------|---------|-----|
| 2.29 | 21 | 54 | / |
| 2.00 | 21 | 60 | 74 |
| 1.43 | 21 | 54 | 65 |
| 0.86 | 21 | 61 | / |

4.4 本章小结

本章采用数值模拟的方法对冰浆堆积的过程进行研究,批判的分析了前人使用的渗流堆积模型,先从最简单的理想冰浆上浮堆积的理论模型出发,研究在冰浆在均匀贮存时自由上浮的过程,得到其自由上浮的时蓄冰槽内冰浆堆积沿液面高度方向 IPF 变化的规律。然后通过固液两相流的理论分析,采用两相流中的离散相模型,分析液相在蓄冰过程中的流场,得到固相冰颗粒在流场中的运行轨迹,最后分别讨论了多种影响条件下的堆积过程及形成的富冰层形状预测,得到的结论如下:

(1) 冰浆理想堆积的数值模拟与已有实验结果对比表明:建立的数值模型对冰粒径较大时冰浆理想堆积适应性较好;冰浆在蓄冰槽内理想堆积时,蓄冰槽底部的冰逐步上浮,最终使整个蓄冰槽内混合物从上部到下部的固相含量逐渐降低;冰粒子粒径越大的冰浆理想堆积过程,其冰粒子上浮速度越快,同一时刻,堆积形成的富冰层越密实。

(2) 利用离散相模型中的颗粒轨迹模型基本可以反映出单口入射冰浆的堆积过程,从理论上能够预测冰浆堆积过程的发展方向。

(3) 增大入口冰浆流量,冰浆入射更容易发挥湍流的搅拌作用以及主流的携带作用,越容易使冰粒子随流场向蓄冰槽四周密集堆积。

(4) 入口冰浆的 IPF 越大,冰颗粒越容易向蓄冰槽的中央轴线靠拢,四周堆积的冰越少。

(5) 降低初始液面高度,富冰层易出现在蓄冰槽四周边壁冰堆积较少,而入射中轴处堆积冰较多的富冰层结构。

(6) 利用 VOF 模型对向上出冰过程的模拟表明,向上出冰与向下出冰相比,可以有效的扩大入射冰浆对自由液面冲击的影响范围,将更容易使冰浆向蓄冰槽周边堆积。

5 冰浆融化动态特性

动态冰蓄冷通过冰槽内贮存的冰浆与外界热负荷(空调回水)换热融化释冷,交换的冷量用来满足外界的热负荷。为实现动态冰蓄冷这一作用,最重要的问题就是实现冰在蓄冰池中的高速融冰释冷,以及在二次冷媒侧提供稳定的出水温度。相比而言,静态冰蓄冷关于融冰释冷的数据比较充足,然而动态冰蓄冷中冰浆的融化释冷过程的实验数据却较少,本章拟从实验的角度分析冰浆融化的动态特性,为动态冰蓄冷系统实现高速融冰及系统的运行和控制提供基础数据。

5.1 冰浆融化实验系统

整个冰浆融化实验系统由第三章冰浆贮存系统稍加改造而来,如图 5-1所示,右侧虚线连接的部分为模拟空调负荷而加入的热负荷系统,其由板式换热器、流量计、缓冲罐和电加热及温控设备构成。与融冰侧换热后的水温度降低,从板换中流出经过电加热后进入缓冲罐,达到温度控制器设定温度后泵送至板换,如此循环以实现为融冰提供热负荷的目的。左侧实线连接的部分为冰浆融化及测试系统,变频泵从蓄冰槽底部抽出溶液后经过阀门、流量计后通过板换与模拟的热负荷换热后从液面上方正中央处垂直注入蓄冰槽,为了得到融化时蓄冰槽内的温度场,在融冰回水进出口及蓄冰槽内设置了共 16 个温度点,温度测量采用Pt100 热电阻及T型热电偶完成,由Pt100 热电阻测量融冰回水进出温度,后者测量蓄冰槽内各位置的温度分布,具体温度测量点的布置由图 5-2所示,为尽量减少因大量布置热电偶对融冰产生的影响,在蓄冰槽初始液面以下仅布置了 3 层热电偶,其中上层只在蓄冰槽融冰进口正下方布置了热电偶,图中的俯视图内的点划线表示中心线,标有带圈序号的点为测量中层、下层的热电偶对应位置,所有热电偶布置的具体位置由图中尺寸标注给出。对上述温度测量的结果及相应的流量测量数据由数据采集系统采集以备以后分析。数据采集系统仍由PC机及Agilent 34970A数据采集仪完成。

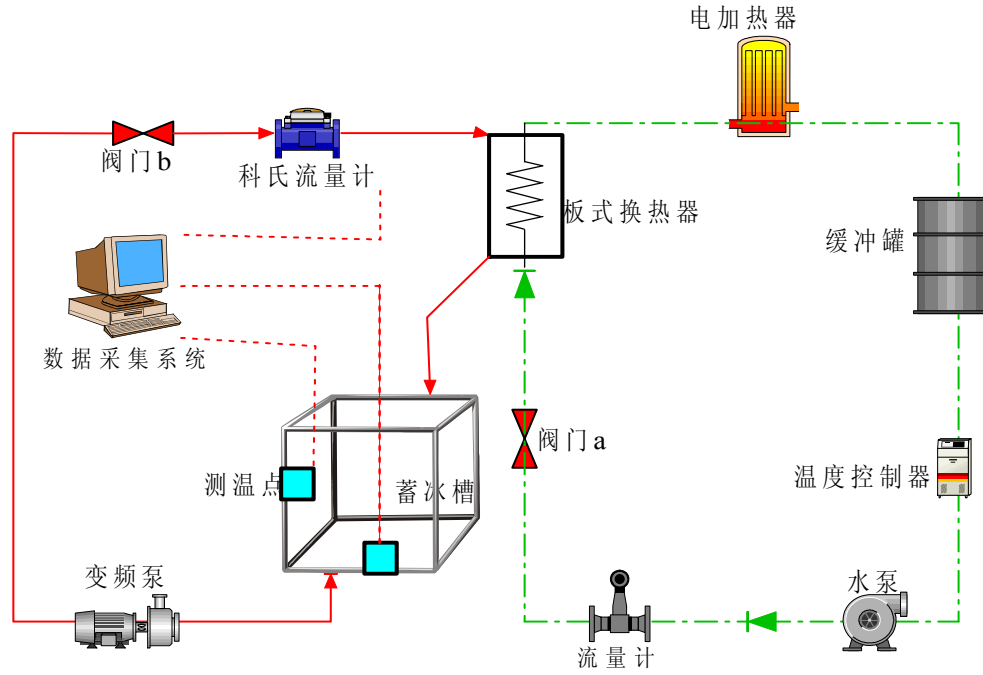


图 5-1 冰浆融化实验系统示意图

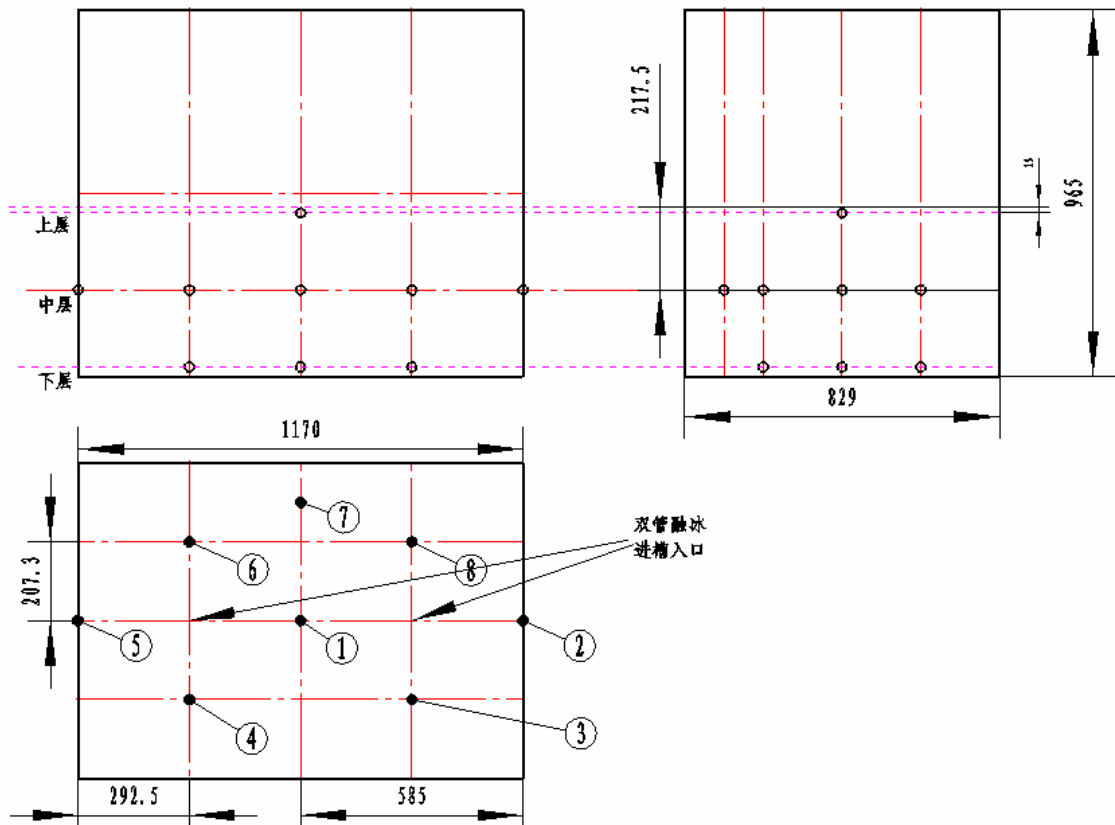


图 5-2 蓄冰槽内温度测点布置图

5.2 冰浆融化实验步骤及实验参数

按照图 5-1 的实验系统，融冰实验的基本步骤如下：

(1) 按照第三章蓄冰实验步骤，固定入口冰浆流速和入口冰浆固相含量及其它参数完成制冰过程，待冰浆制备完成后，开始融冰实验。

(2) 打开电加热器和阀门 a 完成缓冲罐内水的热负荷贮存工作，这部分工作在冰浆贮存完成之前已经完成。

(3) 冰浆在蓄冰槽内堆积完成后，打开变频泵及阀门 b，控制融冰进槽溶液温度恒定，开启数据采集系统，采集流量及温度数据。

(4) 肉眼观察蓄冰槽内堆积冰完全消失即判断此时蓄冰槽内冰已完全融化，然后关闭上述系统，完成一次实验。

(5) 切换至制冷状态，重新制冰并调整融冰入口水温，重复步骤(1)-(4)。

(6) 待完成入口水温变化的一组实验后，重复步骤(1)-(4)，改变融冰入口流速，完成另一组实验。

(7) 改变融冰入口管的数目为 2,重复步骤(1)-(4),完成实验。

上述实验步骤中采用的实验参数见表 5-1

表 5-1 融冰实验参数变化范围

| 融冰入口管内径 (mm) | 流量范围 (kg·s ⁻¹) | 流速范围 (m·s ⁻¹) | 温度 (°C) | 融冰液面高度 (m) | 入口管 布置 |
|-----------------|-------------------------------|------------------------------|------------|---------------|-----------|
| 21, 16 | 0.3~0.8 | 0.8576~2.2869 | 9.1~16.8 | 0.3、0.445 | 1,2 |

注：入口管布置项中 1,2 分别表示单口、双口

5.3 冰浆融化实验结果及讨论

5.3.1 融冰过程中蓄冰池不同部位的温度变化

图 5-3—图 5-4 是流量 0.5kg/s，采用单口入射融冰时溶液温度随时间的变化关系。水平轴为融冰时间 t，垂直轴则是温度 T。其中图 5-3 为进出蓄冰槽溶液温度。从图上可以看出，入口溶液温度维持在 12°C 左右，而出槽温度最初融冰开始的约 1 分钟内其温度较低，随着融冰进行逐渐上升，其温度上升的初始 10 分钟内，温度升高的速率较大，在图形上表现为曲线的斜率绝对值较高，但是从出槽温度曲线可以发现这段时间其温度上升的速率是逐渐减小的。在融冰时间达到 15 分钟后，这一上升的速率达到最小，图中表现为融冰时间超过 15 分钟后，出口温度随着时间推移近似线性增加，曲线的斜率基本维持不变。

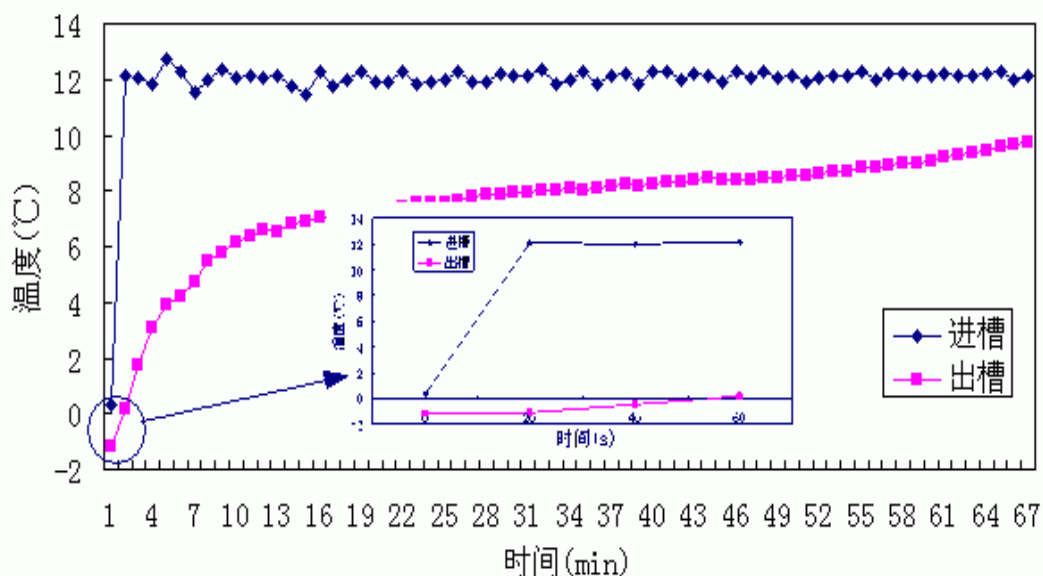


图 5-3 $U=0.5\text{kg/s}$, 蓄冰槽进出口温度随时间变化

图 5-4为融冰时蓄冰槽内各布温点（位置如图 5-2所示，包括进出槽温度）温度随时间变化的特性，图中各点温度开始时刻与出口温度相近，随后各点温度分化，至整个融冰过程后期，所有各点除“进槽”及“上层 1”两点温度外，其它点的温度都汇总在一起且几乎与出槽温度相同。这里称与出槽温度相差绝对值在 1°C 范围的汇总温度为“主流温度”，体现在图中即为各点温度重合的密集区的温度。随着融冰进行，位置 1（蓄冰槽与底面垂直的中轴线，与进口管轴线重合）所处的各点的温度在初始阶段快速上升，融冰约 7 分钟时位置 1 上各点升温速率减缓，并在随后的整个融冰过程中近似线性的缓慢上升，并汇入“主流温度”。另外可以从图中看出，下层及中层各温度点初始融冰时基本有一个恒温区（温度不变的时间段），这一恒温区的长短随各点所处的位置不同而不同，从实验结果看，处于与入口距离相等的中下层各点 3、4、6、8 并未由于其所处位置对称而在融冰过程中温度相同，值得注意的是中层的位置 2 是中层所有温度点中最先结束恒温区的点，但是它的对称位置 5 的恒温区长度却是最长的。总体而言，下层的恒温区较短，而上层的恒温区较长，恒温区结束后的各点温度迅速上升，并迅速升至出槽温度附近即“主流温度”并随之缓慢上升，中下层各点中，有几处在融冰过程中出现明显的波动，波动的峰值及谷值基本处于“主流温度”及恒温区温度之间，总体温度上升趋势不减。

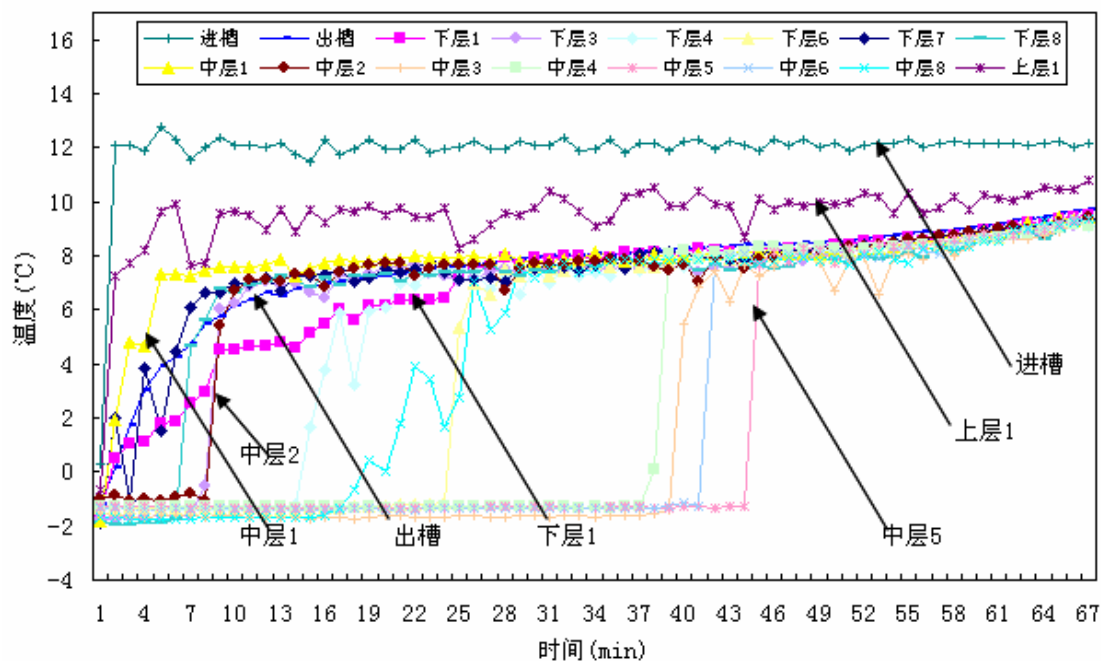


图 5-4 $U=0.5\text{kg/s}$ ，单口融冰时蓄冰槽内温度随时间变化

改变融冰进口溶液流量、温度情况进行融冰实验，其实验结果均出现了位置 1 处温度快速上升，其它点存在恒温区等现象，与上述 $U=0.5\text{kg/s}$ 的实验结果相似，但是双入口管时融冰温度特性的实验结果却与上述单口的结果有所不同，如图 5-5 所示，出口流量同为 $U=0.5\text{kg/s}$ ，布置两个融冰进口时融冰温度分布，虽然中下层各点存在恒温区，且从实验结果整体来看仍然有下层温度点恒温区短而上层较长的现象，但是与单口融冰的相比，中下层的各温度点在融冰中后期出现了较大的波动且波动时间较长；融冰初期有一明显的进出口低温区，持续时间也比图 5-3 中长；同时发现，中层温度点 2、5 温度变化趋势基本相同，且在融冰时间 4—11 分钟内波动较大，随后温度变化迅速趋稳，并缓慢上升。在位置 1 处，中层 1 温度率先从恒温区启动并波动升温，其次是下层 1，其温度逐渐升高并在融冰过程中期有所波动并在后期汇于“主流温度”，最后则是上层 1，其恒温区在以上 3 点中最长，且恒温区结束后温度迅速上升，在图中表现为温度曲线几乎与时间轴垂直，随后温度汇入“主流温度”不再波动。

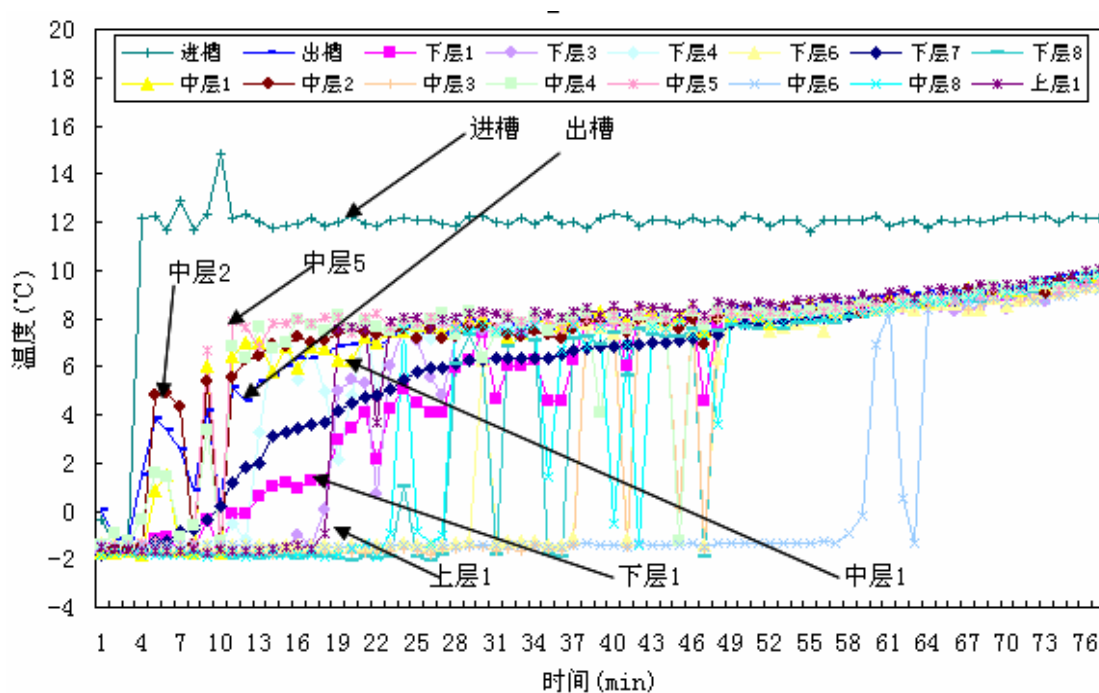


图 5-5 $U=0.5\text{kg/s}$, 双口融冰时蓄冰槽内温度随时间变化

5.3.2 融冰温度分布特性分析

对上节的融冰实验现象进行分析：对单口融冰，在初始融冰 1 分钟内融冰进槽温度并未达到设定的 12°C 而是在开始融冰的瞬间与出槽温度一致，经过约 20s 才达到 12°C ，同时出槽温度上升较缓慢。这种现象主要由两个方面引起，其一是融冰开始时管道中残存一部分制冰结束时的低温液体，因此测得初始进槽溶液温度较低；其二则是由于融冰开始时在进槽溶液冲击作用下蓄冰堆积的富冰层被冲刷，一部分冰被融解形成了低温溶液进入了循环管道，并在板换中与模拟的热负荷时行换热，但是此时热负荷不足以使此低温溶液迅速升温，因此出现了融冰进槽的低温及近似等温上升的出槽温度。上述说明同样可以解释双口融冰时初始进出槽温度变化的现象，所不同的是后者采用双口时冲刷富冰层的面积更大，融化冰量相对较多，因此其初始进出槽的低温区也相对较长。

对其它各点温度变化的分析可以从融冰时进槽溶液对富冰层冲刷形成的通道来着手：融冰变频泵开启时刻起，融冰溶液进入蓄冰槽，在其惯性力及高温的作用下，蓄冰形成的富冰层迅速被洞穿，形成一个从融冰进口到槽底的“通道”，见图 5-6，随后进入蓄冰槽的高温溶液则从此通道中循环并逐渐融化通道周围的冰，而位置 1 上各点正处于此通道内，所以其受到进槽温度的影响最大，响应也最快。位置 1 中的上层 1 最先受到影响，因此其温度最先与进槽温度接近并保持趋势一致，其后则是中层 1，下层 1 由于其上部分冰融化形成的低温溶液与进槽溶液混合而最后接近进槽温度。上述通道形成后，由于富冰层本身堆积形成一定

的稳定结构，溶液流动形成的流场与图 4-9中所示的流场相似，中下层各点处富冰层尚未融化时，上述各点的温度将保持此时溶液的冰点不变，因此在温度分布曲线上表现为融冰恒温层的出现，同时由于中下层的各点所在位置不同，其富冰层开始融化的时间也不同，在温度分布图上表现为温度开始上升的时间也不同。从溶液流场可以看出，从“通道”中通过的融冰溶液到达蓄冰槽底时会沿着槽底向四周扩散，因此下层各点相对中层的各点先融化，而且从流场的结果来看，同一层处在对称位置的各点融冰时相同时刻时的温度应该相等，但是实际融冰的流场由于富冰层的存在而发生了变化，因此“中下层各点 3、4、6、8 并未由于其所处位置对称而在融冰过程中温度相同”，中层位置 2 和 5 温度不同也是出于此原因，但是中层 5 所处的位置由于出槽管的存在而影响流场并使部分冰阻塞在弯管处也是其温度最后开始上升的重要原因。中下层各点中有些出现温度波动则由于融冰进行，富冰层局部融化造成其受力不平衡，富冰层因而坍塌，坍塌后的冰迅速被融化，局部温度降低，在流场的作用下，后进入的高温溶液再次流过再使之升温，如此往复造成温度的波动。



图 5-6 典型融冰过程形成的通道

以上的分析可以说明融冰初期出口温度迅速上升而后期再缓慢上升的原因，由于初始时融冰形成了“融冰通道”融冰进槽的高温水迅速通过“通道”而注入到槽底并将槽底部的冰融化，而出槽溶液正是从槽的底部流出，因此初始时出槽的溶液温度较低，随着融冰进行“通道”不断扩大进槽溶液更容易进入蓄冰槽底，而上述初期槽底部的冰融化后，由融冰流场的分析可知此时后期不断进入的高温溶液迅速与此低温溶液混合，使整个出槽的溶液迅速升高，随着此温度的升高，进槽溶液与槽内溶液的温差随之逐渐减小，换热能力减弱，故而后期融冰出槽温度上升趋缓，此后由于蓄冰槽内的冰不断融化，剩余冰量不断减少，最终出槽温度达到缓慢稳定上升状态。

针对双口融冰的实验现象，同样也可以用以上的原因加以分析，所不同的是双口融冰时的流场与单口时有所不同，而位置 1 各点处于双口进口轴线的中心位置，融冰时由于产生的“通道”存在，中下层 1 较上层 1 的冰先融化。同时由于双口融冰，双口中的单个管的流量仅为单口融冰流量的一半，融冰时对富冰层的冲击作用降低，融冰高温溶液更容易向四周扩散，形成主要“通道”（垂直 xy 平面的“通道”）以外的其它次要通道，这种“次要通道”类似于土壤中水渗流时形成的“优先流”，因此此时的富冰层结构相对更不稳定，局部的坍塌更加频繁，表现为双口融冰时中下层各点中有更多的位置出现温度波动。

5.3.3 融冰过程容积换热系数变化

由第一章综述内容可知：冰浆融化过程是一个直接接触式换热过程，直接接触式的传热机理相当复杂，如果按照传统的换热系数来评价其传热性能，由式(5-1)知，必须得到直接换热的换热量 Q 、直接换热的换热面积 A 、壁面温度和流体温度，而在冰浆融化的直接换热过程中，不存在一个如间壁式换热那样的固定的换热面，当然其面积及所谓的“壁面”温度也不易得到。即使得到了此换热面积也将由于其表述的复杂化而不能很好的体现采用直接换热方式时的换热性能，因此为了直观反映这种直接换热的传热性能，在此应用容积换热系数 K 表示。具体表述如式(5-2)

$$\alpha(x) = \frac{Q}{A \cdot (T_w - T_f)} \quad (5-1)$$

$$K = \frac{Q/V^*}{(T_1 - T_2) / \ln(T_1/T_2)} \quad (5-2)$$

式中 V^* 表示实际蓄冰槽内充注溶液的体积，右端分式分母为对数平均温差， Q 为融冰直接换热量：

$$Q = U \cdot c_p \cdot (T_1 - T_2) \quad (5-3)$$

整理式(5-2)、(5-3)可得：

$$K = U \cdot c_p \cdot \ln(T_1/T_2) / V^* \quad (5-4)$$

K 值反映了单位体积溶液的融冰换热能力，相同进出口温差下， K 值越大，融冰换热量越大。

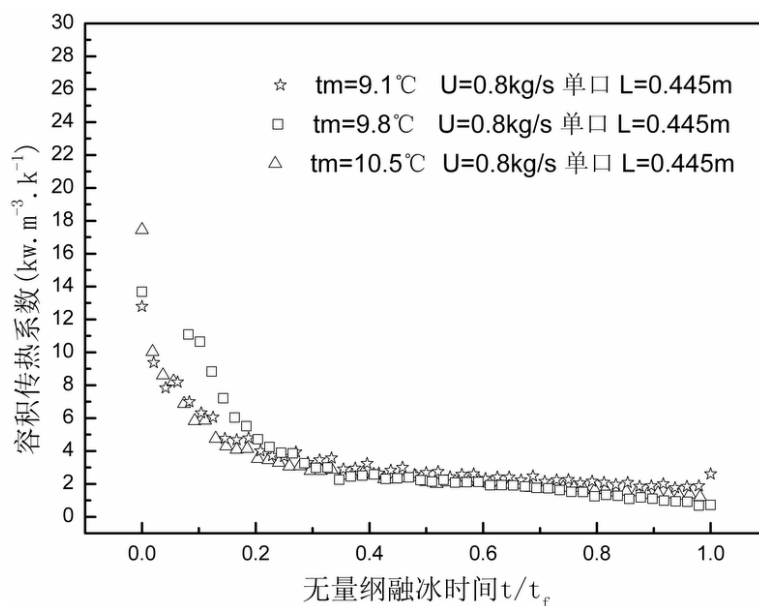


图 5-7 $U=0.8\text{kg/s}$, $L=0.445\text{m}$, 不同温度下的单口融冰容积换热系数

图 5-7 是入口融冰溶液流量在 0.8kg/s 时无量纲融冰时间与容积换热系数之间的关系图，图中横轴表示无量纲融冰时间 τ ，其值为实际融冰时间 t 与融冰完成时间 t_f （开始融冰到融冰结束的这段时间）的比值，纵坐标为融冰的容积换热系数。

t_m 为融冰进口溶液在融冰完成时间 t_f 内的平均温度， $t_m = \frac{1}{t_f} \int_0^{t_f} T_1 dt$ ， U 为融冰进口溶液流量。

从图中可以看出，在融冰进口流量不变的情况下，所有融冰进口溶液温度下的蓄冰槽容积换热系数随着融冰时间的进行逐渐减小，在 $\tau=0.2$ 左右有一个拐点，在此之前的容积换热系数较高，且下降的速率较大，之后的传热系数则相对较小，且下降的速率较小。比较上述定流量下不同融冰进口温度的实验结果可以发现，不同融冰温度得到的容积换热系数值相差不大，特别是融冰进行到中后期时，这一现象更加明显。

为了对比分析，图 5-8 给出了初始液面高度 $L=0.3\text{m}$ ， $U=0.3\text{kg/s}$ 时的融冰容积换热系数实验测量结果，从图中可以看出，其它条件固定时，虽然进口溶液温度从 14.2°C 升高到 16.8°C ，但是温度的上升并未引起相应的容积换热系数的上升，相反在融冰初始阶段 $\tau=0.1\sim 0.3$ 时， $T_1=16.8^\circ\text{C}$ 时融冰 K 值反而比 $T_1=14.2^\circ\text{C}$ 时融冰 K 值要小，其它阶段两者的 K 值基本相同。上述 $U=0.8\text{kg/s}$ 和 $U=0.3\text{kg/s}$ 时固定进口溶液流量，改变融冰进口溶液温度时的测量结果表明融冰进口温度对容积换热系数的影响不大，增大融冰进槽溶液温度 T_1 并不能使容积换热系数增大。

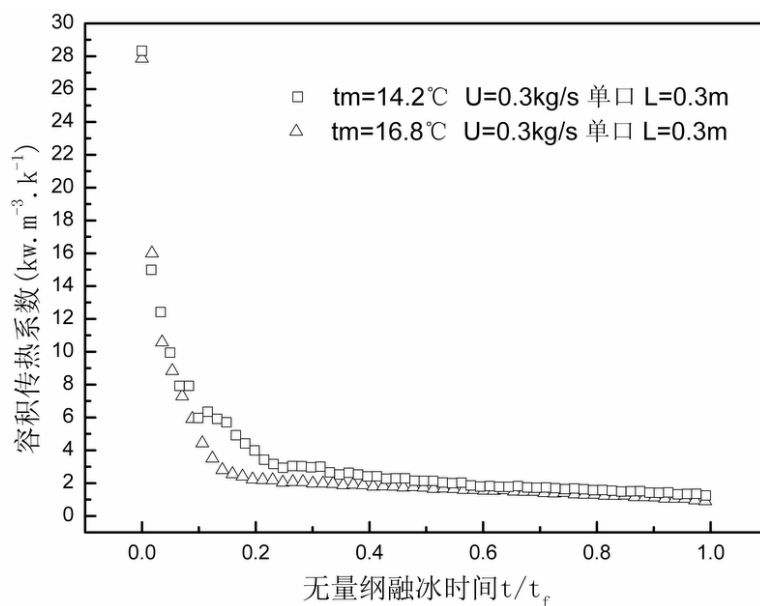


图 5-8 $U=0.3\text{kg/s}$, $L=0.3\text{m}$, 不同温度下单口融冰容积换热系数

图 5-9为不同流量下初始液面高度 0.445m 时的容积换热系数随时间变化的关系, $U=0.8\text{kg/s}$ 时各实验所得 K 值均比其它组的要高, 流量在 $0.3\sim 0.5\text{kg/s}$ 之间的各组实验其 K 值虽然有所区别, 且有流量减小容积换热系数减小的规律, 特别是最小流量 $U=0.3\text{kg/s}$ 的融冰中期 K 值比其它组明显要低, 但总体来看这种规律却表现的相当不明显, 其实验 K 值相差不大。

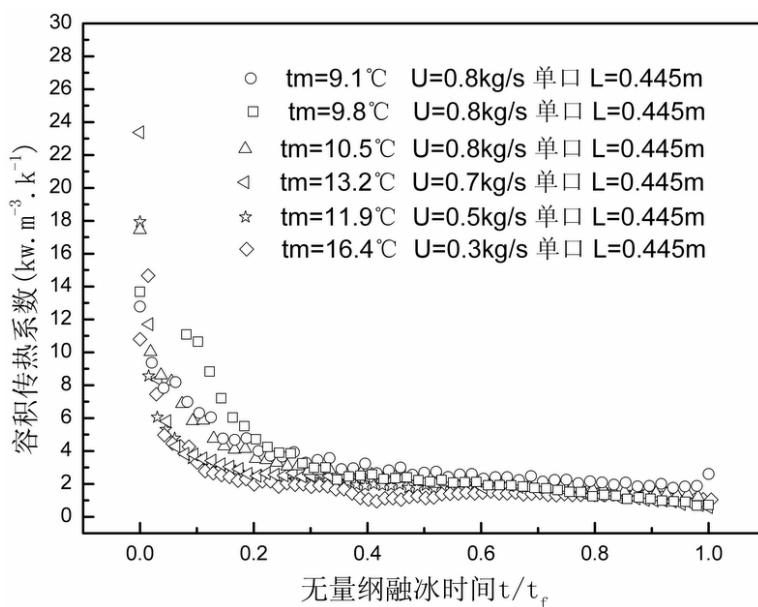


图 5-9 $L=0.445\text{m}$, 不同流量下单口融冰容积换热系数

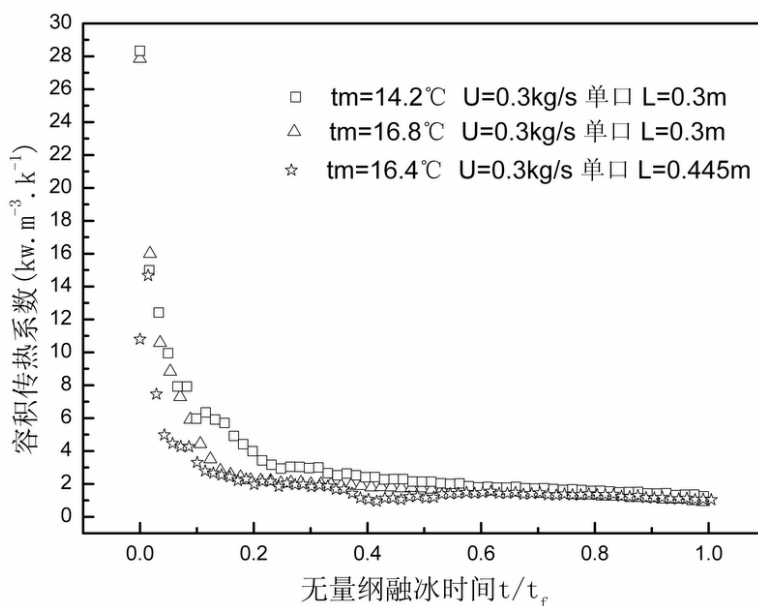


图 5-10 $U=0.3\text{kg/s}$, 不同初始液面高度下的单口融冰容积换热系数

图 5-10为相同流量下不同初始液面高度时容积换热系数随无量纲时间变化的关系,从图上则可以看出,初始液面高低并未影响 K 值变化的趋势,与其它实验结果相比,随着无量纲时间增长 K 值依然有先快速减小后逐渐趋于稳定的发展方向,如果忽略温度对融冰 K 值的影响,相同条件下初始液面高度较低时的 K 值较大,也即是同等条件下,降低初始溶液液面高度将能够增大容积换热系数。

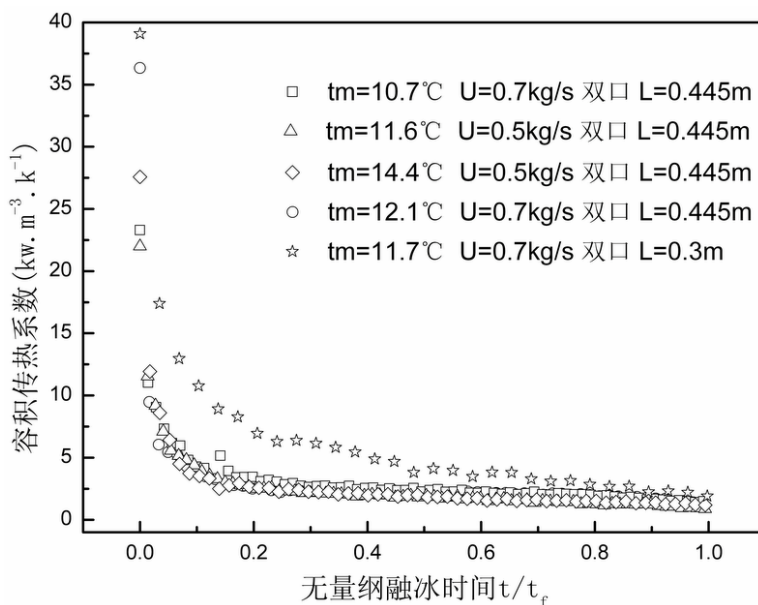


图 5-11 双口融冰容积换热系数

图 5-11为双口融冰时的容积换热系数随无量纲时间变化的曲线,图中的各条件下的实验结果显示,所有 K 值变化的趋势基本相同,与单口融冰结果相比仍

旧均呈现初始融冰时快速下降，中后期逐渐缓慢减小的趋势，但是 $L=0.3\text{m}$ 时 K 值在 τ 值相同时明显较其它实验大，而其余 $L=0.445\text{m}$ 时的各实验结果不仅 K 值变化趋势相同，且数值上相差不大，无论是固定流量改变进槽溶液温度还是固定后者改变前者的实验结果都没有较大的改观。

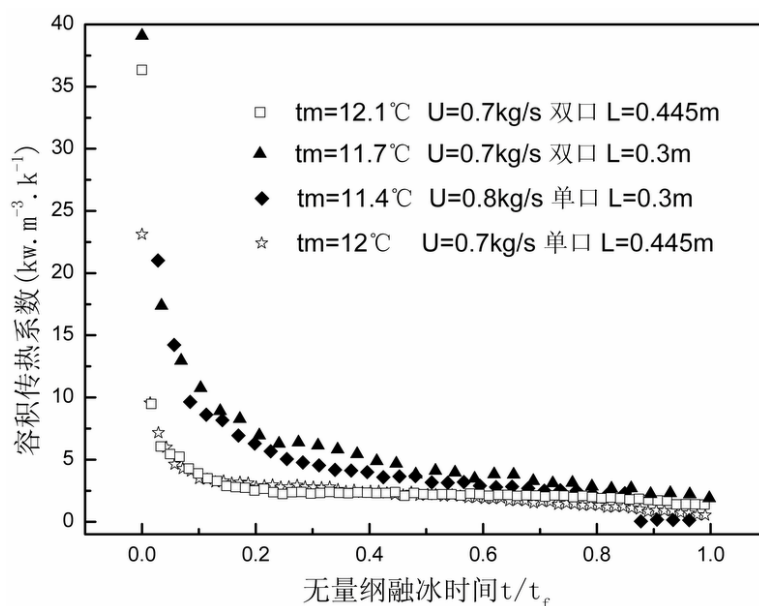


图 5-12 单双口融冰容积换热系数

图 5-12为单双口融冰时 K 值随时间变化的对比结果，图中数据分为明显的两组，实体点表示的为 $L=0.3\text{m}$ 时，改变融冰进槽管数目的实验结果；而空心数据点则表示的是 $L=0.445\text{m}$ 时的改变单双口融冰的实验结果。两组数据随无量纲时间变化的趋势依然相同，但是相同时刻时 $L=0.3\text{m}$ 的实验 K 值明显比 $L=0.445\text{m}$ 的 K 值较大。相同液面高度，固相进口温度和流量下双口融冰 K 值比单口稍大。

图 5-10—图 5-12的实验结果表明，相比其它参数，初始液面高度对容积换热系数的影响最为明显，采用双口或者单口融冰对 K 值的影响不大，相比之下双口融冰比单口融冰 K 值稍大。

5.3.4 融冰容积换热系数分析

比较以上关于容积系数随各参数变化的所有实验结果表明，其它条件一定时，改变进槽溶液流量、温度及单双口布置对容积换热系数 K 的影响均不是非常明显；改变进槽溶液流量参数的情况下 K 值基本呈现随流量减小而减小的趋势；而改变进槽溶液温度参数的情况下 K 值则不具备随温度变化的线性规律性；采用双口融冰时 K 值比单口时略大；初始液面高度则对 K 值的影响最大， L 越低， K 越大。对以上实验结果形成的原因可以从 K 值的定义着手，从式(5-4)可以发现，在溶液比热 C_p 不变的情况下 K 值与流量 U 、 $\ln(T_1/T_2)$ 和溶液的体积 V^* 有关，而 $V^*=$

$S \times L$ ，这里 S 为蓄冰槽的底面积，为定值。因此 K 与 U 、 $\ln(T_1/T_2)$ 、 L 呈线性关系。三个影响参数中在 U 和 L 可以固定的情况下只有 $\ln(T_1/T_2)$ 对 K 起决定作用。而 $\ln(T_1/T_2)$ 由式(5-5)可以清晰的看出其值正是斯坦顿(Stanton)数。

$$\ln(T_1/T_2) = K.V^* / (U.c_p) = \frac{K.V^*(T_1-T_2)}{U.c_p(T_1-T_2)} = St \quad (5-5)$$

由式(5-5)可知： K 值实际上与 St 数是一种比例线性关系，其比例系数为 $U.c_p/V^*$ ，因此同一次实验及不同实验固定进槽溶液流量（ U ）和初始液面高度（ L ）、或者不同实验系数 $U.c_p/V^*$ 值相同，所得到的 K 与 St 的变化趋势相同，这里取 c_p 为常数。同时由 St 数的定义， St 数表示溶液表面换热的热流密度与溶液可传递的热流密度的比值。而此处 St 数由容积换热系数定义，因此是一种修正的 St 数，其值越大表明融冰时的容积换热能力相比融冰溶液能够带入蓄冰槽内的热量的能力越强，也即是向蓄冰槽输入相同热量的情况下能够换出的热量越多，为叙述方便这里修正 St 数统称为 St 数。

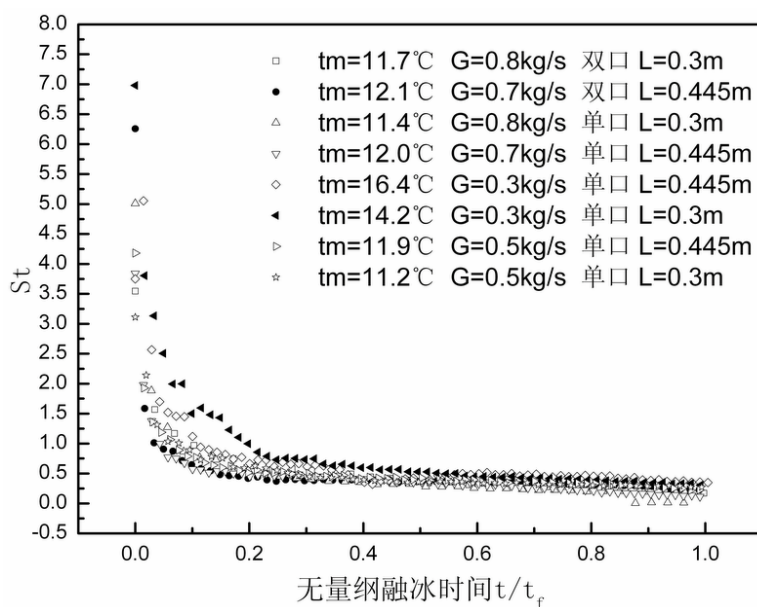


图 5-13 不同条件下的融冰 St 数

图 5-13为不同融冰条件下的斯坦顿数随无量纲时间变化的关系，可以发现 St 数随无量纲时间变化的趋势与图 5-7—图 5-12中容积换热系数随 τ 值的变化趋势基本相同：各实验融冰初期 St 数均较大，并迅速减小， $\tau > 0.2$ 时 St 的降幅减小并趋于平稳。这说明融冰初期溶液进入蓄冰槽后其与槽内堆积的冰浆表面换热能力较强，随着融冰进行其表面换热能力迅速下降。可以从图中看到的是，在图 5-12中比较明显的 K 值分组现象的各实验的 St 数在图 5-13中却没有出现明显的分化现象，也即是其 St 数基本相同。从对 K 值定义的分析可知，上述实验中 L 的

大小决定了K值的结果；同时从图中可以发现进槽溶液流量较低、温度较高的实验条件下，St数较其它实验要高，如 $U=0.3\text{kg/s}$ 的两组实验，这就解释了图 5-9中各流量下容积换热系数差别不大的原因，因为图 5-9中U较小、进槽溶液温度较高的实验，其较高的St值弥补了流量较小对K值的贡献，使St与U的乘积在其它条件不变的情况下基本维持不变，因此表现在容积换热系数也差别不大；又对 $U=0.3\text{kg/s}$ 的两组实验加以深入分析，从图 5-7得到的结论可知固定U、L时温度对St值的影响不大，那么影响以上实验St数的主要原因则是其流量较低，而 $U=0.5\text{kg/s}$ 时的两组实验St值比 $U=0.3\text{kg/s}$ 时的小同时比其它组较大流量条件下的St值稍大的实验结果也印证了这一论断。

对St数的分析说明当进槽溶液流量较低时，融冰溶液的换热热流密度较大，其换热能力越强，改变其它参数并不能有效的增大融冰的表面换热能力。出现这种结果的原因在于，降低进槽溶液流量，从 5.3.2 节中融冰温度分布特性的分析可知，流量越小，溶液对冰浆堆积形成的富冰层冲刷力越小，融冰所谓的“通道”则越不易形成，高温溶液在富冰层中流动缓慢，因此与富冰层中的冰粒子换热越充分，到达槽子底部的溶液温度越低，在进槽溶液温度(T_1)基本不变的情况下， $\ln(T_1/T_2)$ 即St数越大。

以上的分析说明，冰浆堆积的富冰层在融冰时形成的“通道”在融冰换热中起到了关键作用，减小或延缓这种通道出现将使冰浆融化比较充分，出口溶液的温度越低。在实际融冰过程中，为了得到较低的出口溶液温度，按照降低进槽溶液流量的方法来延缓融冰“通道”的出现显然不太合适，因为此举将使融冰的取冷量降低，一个可行的方法是通过尽可能的使进槽溶液均匀铺撒在富冰层上来减少和延缓“通道”的出现。

5.4 本章小结

本章实验研究了动态冰蓄冷中冰浆在蓄冰槽融化的动态特性，改变融冰进槽溶液温度、流量及改变初始溶液液面高度、进槽管布置得到了融冰时进出蓄冰槽溶液的温度变化规律、蓄冰槽内温度的分布特征及上述规律特征形成的原因；提出了考查融冰换热能力的容积换热系数的概念并以此为因变量分析了融冰进出槽溶液温度、流量等参数对其影响的规律；利用修正斯坦顿(stanton)数说明了形成上述规律的原因，揭示了动态冰蓄冷蓄冰槽内融冰的原理，为动态冰蓄冷后期的产业化应用提供了相关理论基础。本章所得到的主要结论如下：

(1). 每次实验采用固定进槽溶液温度的方法融冰得到的出槽溶液温度均出现融冰初始阶段快速上升的现象，这一初始阶段约占整个融冰时间的 20%，随后缓慢上升到比进槽温度低约 2 度的温度范围，此时融冰才结束。

(2). 融冰溶液在与蓄冰槽底面垂直的中垂线处, 从所蓄冰浆的上方垂直入射融冰时, 蓄冰槽中下层均出现融冰的恒温层, 恒温层结束后所处位置点的温度迅速上升达到“主流温度”。处在槽中不同位置处的点中有几处点融冰时温度波动, 出现波动的点的位置呈现一定的随机性; 处在与融冰溶液射流正下方的蓄冰槽内各点温度最先升高。

(3). 分别改变进槽溶液的温度及流量(流速), 其它条件不变的实验温度分布特性的结果比较类似。双口融冰时与单口融冰时温度分布有所不同, 出现温度波动的位置点上温度波动的频率增加。

(4). 改变进槽流量、温度等各种参数下的融冰均将使冰浆堆积的富冰层出现“通道”效应, 它的出现是影响蓄冰槽内温度分布的主要原因。

(5). 容积换热系数随无量纲时间变化呈现 $\tau = 0 \sim 0.2$ 时先快速下降, 然后缓慢下降直到融冰结束的规律。

(6). 融冰进口温度对容积换热系数的影响不大, 增大融冰进槽溶液温度 T_1 并不能使容积换热系数增大。其它条件不变的情况下, 相同 τ 值时容积系数随进槽溶液流量增大而增大, 但是增大的幅度并不明显。单纯改变进槽口的布置而采用单口和双口融冰, 容积换热系数基本没有变化。只改变初始蓄冰槽的溶液高度, 容积换热系数随 L 值增大而减小, 从 St 数的分析结果表明这种 K 值减小的原因是由于增大 L 使 V^* 增大造成的。

(7). 当进槽溶液流量较低时, 融冰的 St 数较大, 即融冰溶液的换热热流密度较大, 其换热能力越强, 改变其它参数并不能有效的改变融冰的表面换热能力, 形成这种实验结果的原因在于低流量延缓了融冰“通道”效应的效果, 使进槽溶液与富冰层的冰换热较为充分。

6 结论与展望

本文通过对冰浆的固相含量测量的研究,设计和开发了一种利用电导法测量其固相含量的测量装置,建立了相应的测量模型,实验验证了测量装置的可靠性和精度。同时又对冰浆在蓄冰槽内的贮存及融化的动态过程进行了研究,分别从实验和数值模拟两方面对冰浆的动态贮存过程进行了分析,得到了一些诸如进口流量和固相等参数对冰浆堆积过程动态特性的影响规律;实验研究了蓄冰槽中堆积冰浆在进槽溶液温度等融冰条件下的融冰特性,分析了融冰时的温度分布特性和容积换热系数在各参数条件下的变化规律。上述内容的研究对冰浆作为潜热输送介质的利用及推广,动态冰蓄冷技术的优化及产业化都有着一定的现实意义。下面给出本文研究内容的主要结论,并提出对已研究内容的一些思考及对后续工作的一些展望。

6.1. 主要结论

1. 固相含量测量装置可以应用于电解质溶液生成的冰浆如 TBAB、NaCl 冰浆这一类导电溶液与非导电固相混合时的固相含量测量,但其测量精度上还存在一些需要改进之处。一些诸如两相流动流形对测量的影响等机理性问题需要进一步探讨。
2. 在利用电导法测量固相含量时,交流激励信号的频率不宜超过 1.5kHz,超过此值测量结果将出现较大偏差。采用正弦波或方波测量对测量结果的精度改变不大,相对来说方波比正弦波的测量精度有所提高。测量流动固相含量需要保证测量段管道内不掺杂空气。
3. 冰浆在贮存过程中会形成富冰层,富冰层形状随时间变化但基本呈现向入口流速方向凸起的圆弧状。其上部的非饱和富冰层堆积高度受到制冰溶液及其所制冰粒子直径大小的影响,使用乙二醇溶液制备的冰浆相比纯水制备的冰浆更不易在初始液面以上堆积。
4. 增大入口冰浆流量(流速)或者减小固相含量不利于富冰层在蓄冰槽中心的堆积,但增大两者均有利于增加富冰层的均匀度。初始液面高度降低有助于富冰层初始阶段在蓄冰槽中心的堆积,但最终堆积的富冰层均匀程度却几乎不受此参数影响,而向上或者向下出冰方式的实验结果表明其对富冰层变化的影响不大。

5. 冰浆在蓄冰槽内理想堆积时数学模型对冰粒径较大时的冰浆理想堆积适应性较好；冰粒子粒径越大，其冰粒子上浮速度越快，同一时刻，堆积形成的富冰层越密实。
6. 利用离散相模型中的颗粒轨迹模型基本可以反映出单口入射冰浆的堆积过程，从理论上能够预测冰浆堆积过程的发展方向。模拟结果表明，增大入口冰浆流量,冰浆入射更容易发挥湍流的搅拌作用以及主流的携带作用，越容易使冰粒子随流场向蓄冰槽四周密集堆积。增大入口冰浆的 IPF 或降低初始液面高度，冰颗粒越容易向蓄冰槽的中央轴线靠拢，四周堆积的冰越少。利用 VOF 模型对向上出冰过程的模拟表明，向上出冰与向下出冰相比，可以有效的扩大入射冰浆对自由液面冲击的影响范围，将更容易使冰浆向蓄冰槽周边堆积。
7. 冰浆堆积的模拟及实验结果说明蓄冰时为提高蓄冰槽的容积蓄冰率，提高入口冰浆的固相含量或流量是有效的途径之一。
8. 采用固定进槽溶液温度的方法融冰得到的出槽溶液温度均出现融冰初始阶段快速上升的现象，这一初始阶段约占整个融冰时间的 20%，随后缓慢上升到比进槽温度低约 2 度的温度范围。
9. 改变进槽溶液的温度或者流量融冰，其它条件不变时，对蓄冰槽内温度分布特性影响不大。改变进槽流量、温度等参数的融冰均将使冰浆堆积的富冰层出现“通道”效应，它的出现是影响蓄冰槽内温度分布的主要原因。
10. 容积换热系数随无量纲时间变化呈现 $\tau=0\sim 0.2$ 时先快速下降，然后缓慢下降直到融冰结束的规律。其它条件不变的情况下，只改变融冰进口温度或者改变进槽口的布置而采用单口和双口融冰，对容积换热系数的影响不大。相同 τ 值时容积换热系数随进槽溶液流量增大而增大，但是增大的幅度并不明显。只改变初始蓄冰槽的初始溶液高度，容积换热系数随其值增大而减小。
11. 融冰 St 数代表了融冰的换热能力，对其的实验研究表明，融冰的“通道”效应仍然是影响 St 数的本质原因，其它参数对 St 数的影响完全在于其是否能够延缓“通道”的出现及扩大或改变“通道”的规模和路径。

6.2. 思考与展望

1. 从固相含量测量装置到测量仪器的方向上我们作了有益的探索，开发了相应的测量电路及程序，详细内容可见附录三，但是电子电路方面硬件及编程的影响对更加深入进行产业化研究形成了障碍，另外此测量装置的应用局限性也限制了其进一步发展的空间。

2. 本文仅对乙二醇溶液制得的冰浆进行了动态贮存堆积及融化的研究，对其它方式如过冷水制冰虽然有涉猎，从理论上分析了不同制冰方式制得冰浆的区别，但是仍然缺乏相关内容的实验资料，下一步可以考虑对改变制冰方式的冰浆堆积及融化动态规律的研究。
3. 对冰浆堆积离散相模型虽然基本能够展示冰浆动态堆积的机理，但是在定量分析方面还存在一定的缺陷。
4. 实际融冰过程是一个气、液、固三相混合的相变过程，融冰过程中还包含了水溶液汽化的过程。在本文的分析中忽略了气相的影响，没有考虑到融冰时富冰层空隙率的影响，没有考虑二元溶液对融冰温度变化的影响，同样冰浆堆积时也忽略了环境与冰浆的换热等因素，因此对考虑以上因素的情况下的蓄融冰实验及模拟将会更加丰富本文的研究。
5. 对雪的流变性的研究将有助于更好的理解冰浆堆积时非饱和富冰层的形态及变形规律；对土力学等结构力学的研究，同样可以帮助实现冰浆在稳定富冰层形成以后冲击富冰层过程的研究。
6. 融冰时的通道效应是融冰的关键因素，对土壤等多孔介质渗流优先流的研究，地质学中对雪山融雪的研究，将对实现融冰“通道”效应的模拟及更加深入的理论研究有非常大的帮助，作者已经进行过相关的调研，但是限于个人能力及精力不可能对此进行更为深入的研究。
7. 使用渗流模型无法完成对冰浆堆积过程的模拟，同样使用 VOF 和 Level set 等方法也无法实现对冰浆在蓄冰槽内堆积过程的模拟及富冰层轮廓的追踪，作者在这方面一度深入研究但最终陷于困局。建立能够动态追踪富冰层轮廓的模型仍然是下一步需要进行的工作。

附录一

对各测量仪器和设备的校正

(1) 科里奥利流量计

科里奥利流量计是一种精度很高的质量流量计，采用记时称重法对其质量流量进行校正。

(2) 量热计

采用加热后的高温水放入量热计内自然释放热量来测量其绝热性能。

$$Q_0 = KS \int_{t_0}^t dt \quad (7-1)$$

K 为量热器的漏热系数，S 为量热器外表面积。测试方法：将高温水加入量热器中，记录下水的温度及环境温度由热平衡法可以计算出 K。

$$K = \frac{c_w m \int dt}{S \int_{t_0}^t dt} \quad (7-2)$$

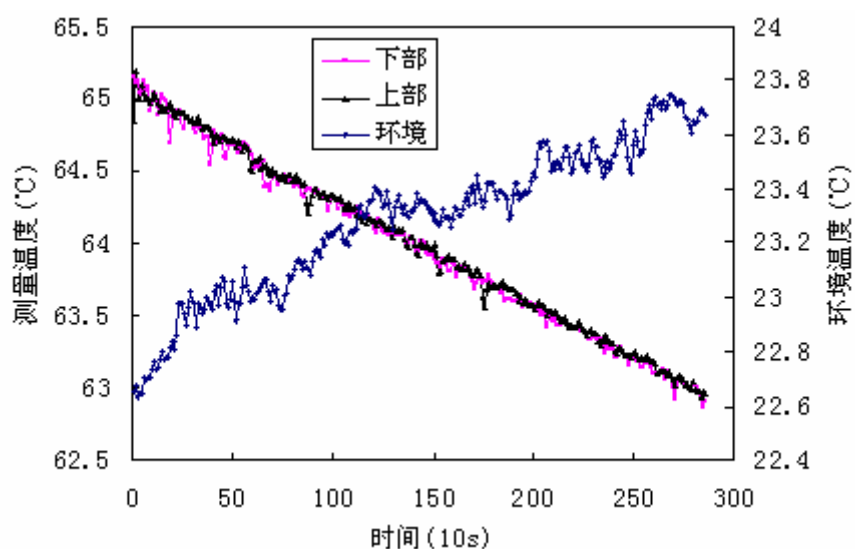


图 附 1-1 量热器校核时的水温变化

图 附 1-1使用热水校核量热器时的水温变化图，可以看到量热器在约 50 分钟的时间内温度下降约 2℃，直观感觉其绝热性能良好。经过计算，最终得到校核后的量热计漏热系 $K=0.6601\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{C}$ ，漏热损失占加热量的 0.05%，完全可以忽略不计。

(3) 温度计

实验系统中采用了两种温度计，即铂电阻和热电偶。铂电阻为 Pt100，热电偶为 K 型，均采用已知精度为 0.05℃ 的水银温度计校正。

附录二

Tanino 蓄冰模型求解

◆ 网格划分

网格划分采用控制容积的内节点法, 在圆柱轴对称坐标系下划分均匀分布的正交网格^[100], 具体如图附 2-1 所示。

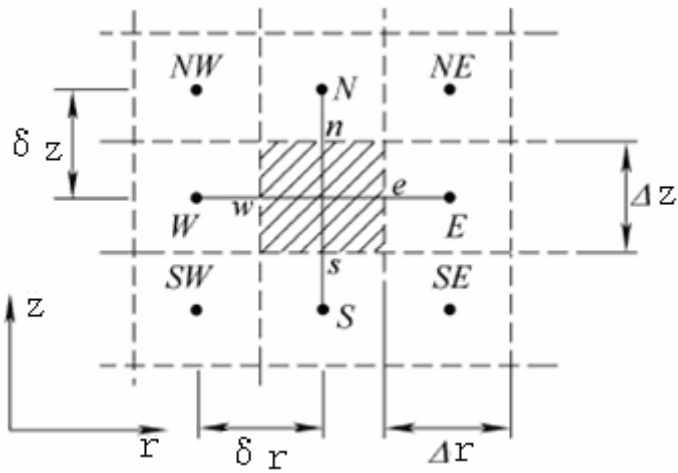


图 附 2-1 数值计算网格划分

◆ 部分计算程序

```
function icestoring(xm,yn,rho,m,n)
```

```
l1=g(1); w1=g(2);
```

```
l2=l1-1; w2=w1-1;
```

```
dx=xm./(m-2);
```

```
xdiff=dx.*ones(1,l1);
```

```
xdiff(1)=0;xdiff(2)=dx./2;xdiff(l1)=dx./2;
```

```
dy=yn./(n-2);
```

```
ydifff=dy.*ones(1,w1);
```

```
ydifff(1)=0;ydifff(2)=dy./2;ydifff(w1)=dy./2;
```

```
%%%%%%%%%%x node
```

```
x(1)=0; x(2)=dx./2; x(l1)=xm;
```

```
for i=3:l2
```

```
    x(i)=x(i-1)+dx;
```

```
end
```

```
%%%%%%%%%%y node
```

```

y(1)=0; y(2)=dy./2; y(w1)=yn;
    for j=3:w2
        y(j)=y(j-1)+dy;
    end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
xcv=(abs(x(3)-x(2))).*ones(1,l1);
xcv(1)=0; xcv(l1)=0;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
ycv=(abs(y(3)-y(2))).*ones(1,w1);
ycv(1)=0; ycv(w1)=0;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
P0=101325;
P=P0.*ones(n,m);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% calculate aE,aW,aWW,aS,aN,aP
for i=2:l2
    for j=2:w2
        aE(j,i)=1+5/8.*xcv(i)./x(i);
        aW(j,i)=1-1/8.*xcv(i)./x(i);
        aWW(j,i)=aW(j,i)-1;
        alpha(j,i)=xcv(i)./ycv(j);
        aN(j,i)=alpha(j,i).*alpha(j,i);
        aS(j,i)=aN(j,i);
        aP(j,i)=aE(j,i)+aW(j,i)+aWW(j,i)+aN(j,i)+aS(j,i);
    end
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for i=2:l2 %upper
    P(1,i)=P0;
end
for j=2:w2%right
    P(j,l1)=P0-rho*9.81*y(j);
end
for i=2:l2%bottom
    P(w1,i)=P0-rho*9.81*y(w1);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for j=2:w2
    aE(j,2)=1;
    aW(j,2)=1-xcv(2)./x(2);
    aP(j,2)=aE(j,2)+aW(j,2)+aN(j,2)+aS(j,2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%iterate
P_0=P;
epsilon=1e-5;

```

```

delta_e=1;
delta0=0;
n=0;
while(delta_e>epsilon)
for j=2:w2
P(j,2)=(aE(j,2).*P(j,3)+aN(j,2).*P(j+1,2)+aS(j,2).*P(j-1,2))./(aP(j,2)-aW(j,2));
P(j,1)=P(j,2);
end
for i=3:l2
for j=2:w2
P(j,i)=(aE(j,i).*P(j,i+1)+aW(j,i).*P(j,i-1)+aWW(j,i).*P(j,i-2)
+aN(j,i).*P(j+1,i)+aS(j,i).*P(j-1,i))./aP(j,i);
end
end
delta0=abs(P-P_0)/abs(P_0+eps);
delta_e=max(delta0);
delta_e=max(delta_e);
P_0=P;
n=n+1;
end

```

◆ 计算结果

图附 2-2 所示为计算得到的冰浆堆积时的静态压力，左侧为 Tanino 的计算结果，右侧为利用上述程序计算得到的结果。

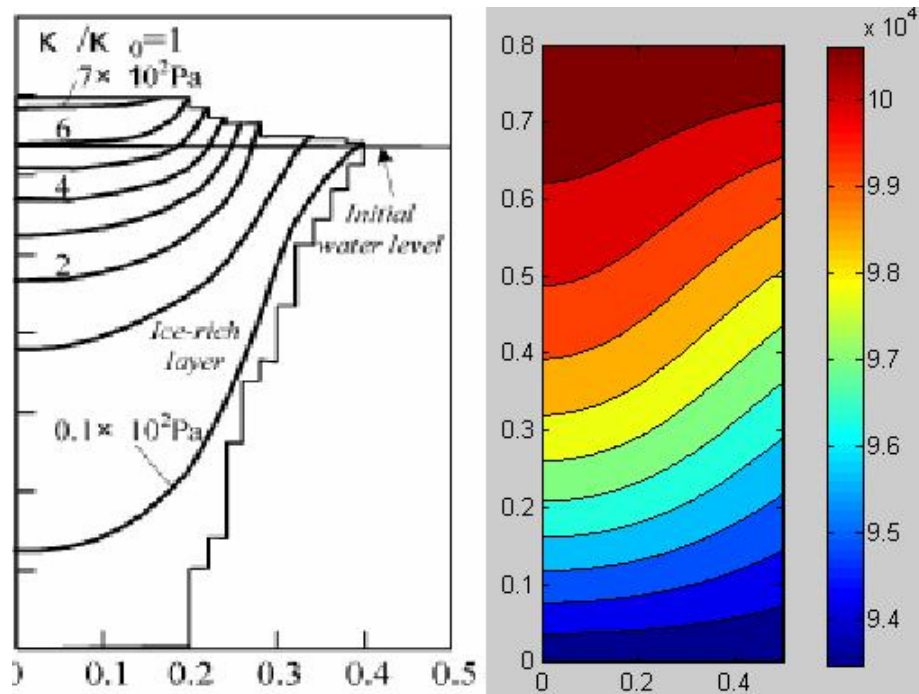


图 附 2-2 Tanino 模型的计算结果对比

附录三

固相含量测量仪电路设计图及部分计算程序

◆ 固相含量测量仪电路图

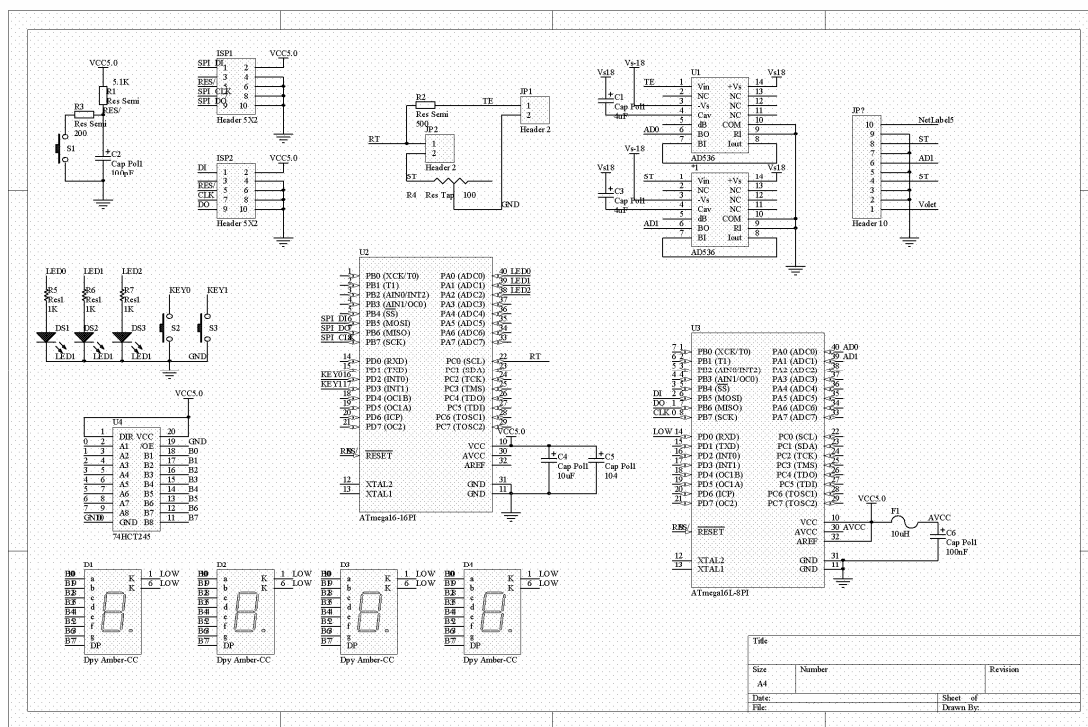


图 附 3-1 固相含量测量仪电路图

◆ 部分计算程序

```

/*****
数据处理的程序
*****/

void writ(uint x,uint y){ //main algh
    int temp1,temp2,temp3;
    uint st=x,ch=y;
    float retf = (float)x/(float)y;
    float retf1=1000*eprom_read_byte((uint16*)1)+100*eprom_read_byte((uint16*)2)
        +10*eprom_read_byte((uint16*)3)+eprom_read_byte((uint16*)4);
    float retf2,retf3=1,retf4;
    float ret=retf;
    retf2=retf* 1000;0
    if(retf2<200)retf4=0.15;
    else retf4=0.06;
    if(retf1!=0){

```

```

        if(retf2>retf1)retf3=(retf2-retf1)/retf1;
        else retf3=(retf1-retf2)/retf1;
    }
    else retf4=0;
    if(retf3>=retf4){
        if(ret<0.05)retf =retf * 0.25;
        else ;// retf = 1.0783*(retf-0.0726);

        temp1 = (int)(retf * 10)%10;
        temp2 = (int)(retf*100)%10;
        temp3 = (int)(retf*1000)%10;
        if(retf>=1){
            eeprom_write_word((uint16*)1,1);
            eeprom_write_word((uint16*)2,0);
            eeprom_write_word((uint16*)3,0);
            eeprom_write_byte((uint16*)4,0);
        }
        else {
            eeprom_write_word((uint16*)1,0);
            eeprom_write_word((uint16*)2,temp1);
            eeprom_write_word((uint16*)3,temp2);
            eeprom_write_word((uint16*)4,temp3);
        }
    }
    output_volate();
}
/*****
主函数 程序的入口
*****/
int main(void){    //main
    DDRB=0xFF;
    DDRD=0xFF;
    unsigned long int i;
    uint8 L0,L1,L2,L3;
    TCNT0 = 0;
    TCCR0 = _BV(CS02)|_BV(CS00);
    TIMSK = _BV(TOIE0);
    sei();
    while(1){
        L0=eeprom_read_byte((uint16*)1);//更新显示数据
        L1=eeprom_read_byte((uint16*)2);
        L2=eeprom_read_byte((uint16*)3);
        L3=eeprom_read_byte((uint16*)4);
        //show

```

```
for(i=0;i<10000;i++){           //数据显示
    CSD;
    PORTD=show[L0]&show[10];
    CS0;
    _delay_us(1);
    CSD;
    PORTD=show[L1];
    CS1;
    _delay_us(2);
    CSD;
    PORTD=show[L2];
    CS2;
    _delay_us(1);
    CSD;
    PORTD=show[L3];
    CS3;
}
}
}
```

参考文献

- [1]. 张寅平. *相变储能——理论和应用*[J]. 1996, 合肥: 中国科技大学出版社.
- [2]. Zalba.B., J.M. Marin, L.F. Cabeza, H. Mehling. *Review on thermal energy storage with phase change: materials, heat transfer analysis and applications*[J]. Applied Thermal Engineering, 2003. **23**: p. 251-283.
- [3]. McCabe.R.E. *District heating & cooling systems of the future: Strategies for global change*[J]. Energy Engineering, 1996. **93**(6): p. 6-26.
- [4]. 巨永平, 孙志荣. *空调工程中的蓄冷技术*[J]. 暖通空调, 1995(06).
- [5]. 赵龙, 范林, 陆震. *内融冰盘管式蓄冰槽相变传热分析*[C]. 上海市制冷学会一九九九年学术年会. 1999.
- [6]. 颜苏芊, 文力, 黄翔. *冰球式蓄冷空调系统性能的探讨*[J]. 西安工程科技学院学报, 2003(02).
- [7]. 刘寅. *高密度直接蒸发冰盘管蓄冰过程实验研究*[D]. 西安: 西安建筑科技大学. 2005.
- [8]. 杜艳利, 何世辉, 肖睿, 黄冲, 冯自平. *直接蒸发内融式冰蓄冷空调的蓄冷和释冷特性*. 制冷学报[J]. 2007(03).
- [9]. 高清华, 肖睿, 何世辉, 冯自平. *直接蒸发内融冰式冰蓄冷空调蓄冰机理研究*[J]. 流体机械, 2008(03).
- [10]. Ibamoto. T, Y. Tsubota. *A Series of Study and Development of Ice-on-Coil Type Ice Energy-Storage Hvac Systems in Japan*[C]. Proceedings of the 26th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, Vols 1-6, 1991: p. D170-D179
- [11]. Lee. A.H.W, J.W. Jones. *Modeling of an ice-on-coil thermal energy storage system*[J]. Energy Conversion and Management. 1996. **37**(10): p. 1493-1507.
- [12]. Wang. B.L., X.T. Li, M.Y. Zhang, X.D. Yang. *Experimental study on discharge of an external-melt ice-on-coil ice storage tank*[C]. Cryogenics and Refrigeration - Proceedings of Iccr'2003, 2003: p. 733-737
- [13]. Thongwik. S., T. Kiatsiriroat, A. Nuntaphan. *Heat transfer model of slurry ice melting on external surface of helical coil*[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2008. **35**(10): p. 1335-1339.
- [14]. Peter W. Egolf, M.K. *From physical properties of ice slurries to industrial ice slurry applications*[J]. International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid, 2005. 28(1): p. 4-12.
- [15]. 肖睿. *TBAB 包络化合物浆的管内流动和传热特性研究*[D]. 北京: 中国科学院研究生院, 2008
- [16]. Ogoshi. H.S, Takao. *Air-conditioning system using clathrate hydrate slurry*[C]. 2004, JFE Technical Report. p. 1-5.
- [17]. Abhat, A. *Low temperature latent heat thermal energy storage: heat storage materials*[J]. Solar Energy, 1983. **30**: p. 313-332.
- [18]. 樊栓狮, 梁德青, 杨向阳. *蓄能材料与技术*[M]. 2004: 化学工业出版社.
- [19]. Fukushima. S., S. Takao. H. Ogoshi, H. Ida, S. Matsumoto, T. Akiyama, T. Otsuka. *Development of High-density Cold Latent Heat with Clathrate Hydrate*[C]. 1999, NKK

- Technical Report, No. 166. p. 65-70.
- [20]. Hayashi. K., S. Takao, H. OgoshiS. Matsumoto. *Research and Development on High-Density Cold Latent-Heat Medium Transportation Technology*[C]. in *IEA Annex 10, Phase Change Materials and Chemical Reactions for Thermal Energy Storage, the Fifth Workshop*. 2000. Tsu, Japan.
- [21]. Ogoshi. H., S. TakaoS. Fukushima. *Method for transporting cold latent heat and system therefor*[P]. 2001: US. Patent, US6237346 B1.
- [22]. Takao. S., H. OgoshiS. Matsumoto. *Air conditioning and thermal storage systems using clathrate hydrate slurry*[P]. 2002: US. Patent, US0083720 A1.
- [23]. 肖睿, 何世辉, 黄冲, 唐良广, 巫术胜, 冯自平. *四丁基溴化铵水合物浆在水平圆管内的流动特性*[C], *第四届全国制冷空调新技术研讨会*. 2006.
- [24]. 肖睿, 何世辉, 黄冲, 冯自平, 樊栓狮. *四丁基溴化铵包络化合物浆在铜管内的对流传热特性*[J]. *化工学报*, 2007(09).
- [25]. 巫术胜, 肖睿, 黄冲, 唐良广, 冯自平. 樊栓狮, *四丁基溴化铵水合物在空调蓄冷中的应用研究*[J]. *制冷学报*, 2006(06).
- [26]. 宋文吉, 肖睿, 何世辉, 黄冲, 冯自平. *包络化合物浆管内流阻特性的初步研究*. *工程热物理学报*[J], 2009(01).
- [27]. Obata. Y., N. Masuda, K. JooA. Katoh. *Hydrate slurry air conditioning system*, in *Advanced Technologies Towards the New Era of Energy Industries*[J]. 2003, NKK Technical Review. p. 109-113.
- [28]. 高雄信吾. *高密度潜热输送技术の研究開発, 平成12年度新エネルギー・産業技術総合開発機構委託業務成果報告書*[J]. 2001, 新エネルギー・産業技術総合開発機構.
- [29]. 刘永红, 陈沛霖. *水平管道中冰浆流动的摩阻特性的实验研究*[J]. *力学与实践*, 1997. **19**(6).
- [30]. Brooker. R.F., D.A. Zvara, H. VelvisR.C. Prielipp. *Topical ice slurry prevents brain rewarming during deep hypothermic circulatory arrest in newborn sheep*[J]. *Journal of Cardiothoracic and Vascular Anesthesia*, 1997. **11**(5): p. 591-594.
- [31]. Wang. M.J, V. Goldsteind. *Ice Slurry Based Thermal Storage Technology*[C]. IEA-Annex 17: 7th Expert Meeting and Work Shop. Beijing, October 11-12, 2004.
- [32]. 王保良, 黄志尧, 陈. 琪. *两相流离散相浓度软测量新方法研究*[J]. *浙江大学学报*, 2001. **35**(1): p. 64-68.
- [33]. 吕宇玲, 何利民. *多相流计量技术综述*[J]. *天然气与石油*, 2004. **22**(4): p. 52-54.
- [34]. 曹学文, 林宗虎, 耿艳峰. *在线多相流量计测量技术研究*[J]. *中国海上油气(工程)*, 2002. **14**(2): p. 37-40.
- [35]. Oyama. H., W. Shimada, T. Ebinuma, Y. Kamata, S. Takeya, T. Uchida, J. NagaoH. Narita. *Phase diagram, latent heat, and specific heat of TBAB semiclathrate hydrate crystals*[J]. *Fluid Phase Equilibria*, 2005. **234**: p. 131-135.
- [36]. Darbouret. M., M. CournilJ.-M. Herri. *Rheological study of TBAB hydrate slurries as secondary two-phase refrigerants*. *International Journal of Refrigeration* 2005. **28**(5): p. 663-671.
- [37]. Matsumoto. K., Y. Namiki, M. Okada, T. Kawagoe, S. NakagawaC. *Measurement of Thermal Conductivity of Ice Slurry for Ice Storage by Transient Hot Wire Method*[C], in *14th International Conference on the Properties of Water and Steam in Kyoto*. 2004.
- [38]. Matsumoto. K., Y. Namiki, M. Okada, T. Kawagoe, S. NakagawaC. Kang. *Continuous ice*

- slurry formation using a functional fluid for ice storage*[C]. International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid, 2004. **27**(1): p. 73-81.
- [39]. Stamatiou. E. *Experimental study of the ice slurry thermohydraulic characteristics in compact plate heat exchangers*[D]. 2003. University of Toronto.
- [40]. 黄帅. 二元冰流动特性研究[D]. 上海: 上海海事大学. 2004.
- [41]. 钟栋梁. 二元冰蓄冷系统测控技术的研究[D]. 上海: 上海海事大学. 2005.
- [42]. Wenxing Shi, B.W., Xianting Li. *A measurement method of ice layer thickness based on resistance-capacitance circuit for closed loop external melt ice storage tank*[J]. Applied Thermal Engineering, 2005. **25**: p. 1697-1707.
- [43]. 曹业玲, 张建忠. 蓄冰盘管冰层厚度测量及管外蓄冰性能实验[J]. 南京航空航天大学学报, 2007(01).
- [44]. 北原拓夫. 冰蓄冷系统的测量[J]. 中国建设信息供热制冷, 2004(03).
- [45]. 彭珍瑞, 黄志尧等. 基于电容层析成像和LS2SVM的空隙率测量[J]. 浙江大学学报(工学版), 2007. **41**(6): p. 877-880.
- [46]. 王雷, 冀海峰, 黄志尧等. 基于ECT传感器和模式识别的气液两相流空隙率测量新方法研究[J]. 仪器仪表学报, 2005. **26**(6): p. 557-561.
- [47]. P. Pronka, T.M.H., C.A. Infante Ferreira, G.J. Witkamp. *Time-dependent behavior of different ice slurries during storage*[J]. International Journal of Refrigeration, 2005. **28**: p. 27-36.
- [48]. Hayashi. K, Ken. K. *A method for measuring ice slurry particle agglomeration in storage tanks*[J]. ASHRAE Transactions : Research, 2001. **106**: p. 117-123.
- [49]. Matsumoto. K., M. Okada, T. Kawagoe, C.D. Kang. *Ice storage system with water-oil mixture formation of suspension with high IPF*[J]. International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid, 2000. **23**(5): p. 336-344.
- [50]. Matsumoto. K, H. Sakurai. *Study on prevention of ice adhesion to cooling wall due to voltage impression in ice storage - discussion on possibility of attraction of oil to wall*[J]. International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid, 2006. **29**(1): p. 142-149.
- [51]. Stewart. W.E., G.D. Gute, C. J.C.K. Saunders. *Modeling the ice-filling process of rectangular thermal energy storage tanks with multiple ice makers*[J]. ASHRAE Transactions: Research, 1995. **101**(1): p. 56-65.
- [52]. M. Tanino, N. Aizawa, Y. Kozawa. *Study on ice storing characteristics in dynamic-type ice storage system by using supercooled water. Effects of the supplying conditions of ice-slurry at deployment to district heating and cooling system*[J]. International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid, 2005. **28**(1): p. 73-82.
- [53]. Tanino. M, Y. Kozawa. *Ice-water two-phase flow behavior in ice heat storage systems*[J]. International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid, 2001. **24**(7): p. 639-651.
- [54]. Yamada. M., S. Fukusako T. Kawanami, *Performance analysis on the liquid-ice thermal storage system for optimum operation*[J]. International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid, 2002. **25**(2): p. 267-277.
- [55]. Sanaye. S., M. Mostak, hdemiH, B. Toski. *Thermoeconomic optimization of an ice thermal storage system*[C]. Proceedings of the Asme Turbo Expo, Vol 3, 2007: p. 785-791
- [56]. Chen. H.J, D.W.P. Wang, S.L. Chen, *Optimization of an ice-storage air conditioning system using dynamic programming method*[J]. Applied Thermal Engineering, 2005. **25**(2-3): p. 461-472.
- [57]. Jones. J.R., H. Singh, P.H. Vercaemert. *Development of an operating mode optimization*

- strategy for a partial ice storage system*[J]. Energy & Environmental Visions for the New Millennium, 1998: p. 91-97
- [58]. Choi. I.S., J.D. Kim, E. KimJ.J. Yoon, *Experimental characteristics of a storage tank on a harvest-type ice storage system*[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002. **45**(7): p. 1407-1412.
- [59]. Bellas. J., I. ChaerS, A. Tassou. *Heat transfer and pressure drop of ice slurries in plate heat exchangers*[J]. Applied Thermal Engineering, 2002. **22**(7): p. 721-732.
- [60]. Lee. D.W., E.S. Yoon, M.C. Joo, A. Sharma. *Heat transfer characteristics of the ice slurry at melting process in a tube flow*[J]. International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid, 2006. **29**(3): p. 451-455.
- [61]. Stamatiou. E., M. Kawaji. *Thermal and flow behavior of ice slurries in a vertical rectangular channel. Part II. Forced convective melting heat transfer*[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005. **48**(17): p. 3544-3559.
- [62]. Kawanami. T., S. Fukusako, M. YamadaK. *Experiments on melting of slush ice in a horizontal cylindrical capsule*[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1999. **42**(15): p. 2981-2990.
- [63]. Eames. I.W, Adref. K.T..*Freezing and melting of water in spherical enclosures of the type used in thermal (ice) storage systems*[J]. Applied Thermal Engineering, 2002. **22**(7): p. 733-745.
- [64]. Aoyama. S, H. Inaba, *Melting characteristics of ice water slurry by warm air bubbling*[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2001. **40**(8): p. 724-737.
- [65]. MY. T, YK. H. *Fundamental study of the melting process of crushed ice in a heat storage container*[J]. Heat Transfer-Asian Research, 1999. **28**(7): p. 583-596.
- [66]. Kang. C.D., S. Yano, M. Okada. *Non-uniform melting in packed beds of fine ice slurry*[J]. International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid, 2001. **24**(4): p. 338-347.
- [67]. WE. S., G. GD, C. JS. CK. *Modeling of the melting process of ice stores in rectangular thermal energy storage tanks with multiple ice openings*[J]. ASHRAE Transactions: Research, 1995. **101**(1): p. 66-78.
- [68]. WE. S., G. GD, S. CKS. LA. *Icepak-modeling the ice-filling and ice-melting processes of thermal energy storage*[J]. . ASHRAE Transactions: Research, 1995. **101**(1): p. 1335-1338.
- [69]. WE. S., G. GD, S. CKC. J. *Development of a design procedure for thermal storage tank utilizing technologies that separate the manufacture of ice from the storage of ice*[J]. ASHRAE Transactions: Resaerch, 1995. **101**(1): p. 253-261.
- [70]. WE. S., G. GD, S. CK, *Ice-melting and melt water discharge temperature characteristics of packed ice beds for rectangular storage tanks*[J]. ASHRAE Transactions : Research, 1995. **101**(1): p. 79-89.
- [71]. 王景刚, 乔华, 李福勤. *粒状冰的融解数学模型*[J]. 河北建筑科技学院学报, 2000. **17**(2).
- [72]. Sugawara. M.T, F. Irvine. *The effect of concentration gradient on the melting of a horizontal ice plate from above*[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2000. **43**(9): p. 1591-1601.
- [73]. H.C. Yang, D.K.K., M.H. Kim. *Void fraction measurement using impedance method*[J]. Flow Measurement and Instrumentation 9, 2003(14): p. 151-160.
- [74]. Karapantsios. T.D, M. Papara. *On the design of electrical conductance probes for foam drainage applications - Assessment of ring electrodes performance and bubble size effects on*

- measurements*[J]. Colloids and Surfaces a-Physicochemical and Engineering Aspects, 2008. **323**(1-3): p. 139-148.
- [75]. Fossa. M. *Design and performance of a conductance probe for measuring the liquid fraction in two-phase gas-liquid flows*[J]. Flow Measurement and Instrumentation 9, 1998: p. 103-109.
- [76]. JC. M. *A Treatise on Electricity and Magnetism*[M]. Oxford: Clarendon Press. 1882.
- [77]. Darbouret M, Cournil M, H.J. M. *Rheological study ofTBAB hydrate slurries as secondary two phase refrigerants*[J]. Int. J. Refrigeration, 2005. **28**(5): p. 663~671.
- [78]. 潘令枝, 邹长春, 尉中良. *计算混合液电阻率的一种有效方法*[J]. 物探化探计算技术, 1999. **21**(3).
- [79]. Yoshiyuki Kozawa, Naoki AizawaM. Tanino. *Study on ice storing characteristics in dynamic-type ice storage system by using supercooled water.Effects of the supplying conditions of ice-slurry at deployment to district heating and cooling system*[J]. International Journal of Refrigeration, 2005. **28**(1): p. 73-82.
- [80]. 明岗, 陈沛霖. *冰浆管内流动的絮网结构设想及阻力计算模型*[J]. 同济大学学报, 2003. **29**(3).
- [81]. Frei. B, P. Egolf. *Viscometry applied to Bingham substance ice slurry*[C]. *Proceedings of the Second Workshop on Ice Slurries of the International Institute of Refrigeration,IIF/IIR*. 2000: Paris. p. 48-60.
- [82]. Vuarnoz. D., O. Sari, P. Egolf. *Correlations between temperature and particle distributions of ice slurry in a storage tank*[C]. *Fourth Workshop on Ice Slurries of the International Institute of Refrigeration, IIF/IIR*. 2001: Osaka,Japan. p. 123-134.
- [83]. Yoshiyuki Kozawa, N.A., Masayuki Tanino. *Study on ice storing characteristics in dynamic-type ice storage system by using supercooled water.Effects of the supplying conditions of ice-slurry at deployment to district heating and cooling system*[J]. International Journal of Refrigeration, 2004.
- [84]. Masayuki Tanino, Y.K. *Ice-water two-phase flow behavior in ice heat storage system*[J]. International Journal of Refrigeration, 2001. **24**: p. 639-651.
- [85]. Tanino M, K.Y., Hijikata K, Nakabeppu O. *Prediction of ice storage process in dynamic-type ice storage system*[C]. 10th Int Conf on Thermal Eng and Thermogrammetry, 1997: p. 321-6.
- [86]. 岳湘安. *液-固两相流基础*[M]. 1996: 石油工业出版社.
- [87]. 刘大有. *两相流体力学*[M]. 1996: 高等教育出版社.
- [88]. Gorenflo. R, A. Vivoli. *Fully discrete random walks for space-time fractional diffusion equations*[J]. Signal Processing, 2003. **83**(11): p. 2411-2420.
- [89]. Gorenflo. R., F. Mainardi, D. Moretti, G. PagniniP. Paradisi, *Discrete random walk models for space-time fractional diffusion*[J]. Chemical Physics, 2002. **284**(1-2): p. 521-541.
- [90]. Chorin. A.J. *Note a comment on the paper "the calculation of large reynolds number flow using discrete vortices with random walk" by F. Milinazzo and P.G. Saffman*[J]. Journal of Computational Physics, 1978. **26**(3): p. 453-454.
- [91]. Milinazzo, F.P, G. Saffman. *The calculation of large reynolds number two-dimensional flow using discrete vortices with random walk*[J]. Journal of Computational Physics, 1977. **23**(4): p. 380-392.
- [92]. Speziale, C.G, S. Thangam. *Analysis of an Rng Based Turbulence Model for Separated Flows*[J]. International Journal of Engineering Science, 1992. **30**(10): p. 1379-1388.
- [93]. 王照林, 刘延柱. *充液系统动力学*[M]. 2002: 科学出版社.

- [94]. 张邦文, 李保卫, 刘中兴. 连铸中间包钢液中夹杂物颗粒运动轨迹的数值模拟[J]. 包头钢铁学院学报, 1999(2).
- [95]. Thompson. J.F., F.C. Thames, C.W. Mastin. *Automatic Numerical Generation of Body-Fitted Curvilinear Coordinate System for Field Containing Any Number of Arbitrary 2-Dimensional Bodies*[J]. Journal of Computational Physics, 1974. **15**(3): p. 299-319.
- [96]. 帕坦卡.张政译. *传热与流体流动的数值计算*[M]. 1989: 北京:科学出版社.
- [97]. Hirt. C.W, B.D. Nichols. *Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries*[J]. Journal of Computational Physics, 1981. **39**(1): p. 201-225.
- [98]. Osher. S.J, A. Sethian. *Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations*[J]. Journal of Computational Physics, 1988. **79**(1): p. 12-49.
- [99]. 刘儒勋. *数值模拟方法和运动界面追踪*[M]. 2001: 中国科学技术大学出版社.
- [100]. 陶文铨. *数值传热学*[M]. 2001: 西安交通大学出版社.

攻博期间发表论文

1. 青春耀, 宋文吉, 徐今强, 肖睿, 董凯军, 冯自平. 四丁基溴化铵包络化合物浆固相含量的电导率法测量研究, 仪器仪表学报, 2009, 30(3):542-547. (EI)
2. 青春耀, 肖睿, 宋文吉, 黄冲, 何世辉, 张海潮, 冯自平. 冰浆在蓄冰槽内的蓄冰特性及其均匀度研究. 低温与超导, 2009:第5期.
3. 青春耀, 高日新, 高清华, 周智明, 冯自平. 竖直盘管直接蒸发内融冰式冰蓄冷空调融冰机理. 低温与超导, 2009:第8期.
4. Qing Chunyao, Xiao Rui, Zhang Haichao, Zhang Zheng, Feng Ziping. Experimental study on dynamic ice storing characteristics of ice slurry in tank. The 8th IIR Conference on Phase Change Materials and Slurries for Refrigeration and Air Conditioning, 2009, Karlsruhe, Germany.
5. 青春耀, 张海潮, 肖睿, 宋文吉, 冯自平. 蓄冰池中冰浆贮存与融化研究进展. 高等学校工程热物理第十五届全国学术会议, 2009. 5, 天津.
6. 青春耀, 肖睿, 宋文吉, 黄冲, 何世辉, 冯自平. 冰浆在蓄冰槽内的动态蓄冰过程模拟. 中国工程热物理学会多相流年会, 2009.8, 吉林.
7. 张海潮, 青春耀, 肖睿, 冯自平. 刮刀式冰蓄冷系统蓄冰槽温度特性研究. 制冷与空调, 2009:第4期.
8. 张海潮, 青春耀, 肖睿, 何世辉, 黄冲, 冯自平. 刮刀式流态化冰蓄冷制冰技术的实验研究(编号:086152). 中国工程热物理学会多相流年会, 2008.
9. 宋文吉, 青春耀, 肖睿, 黄冲, 何世辉, 董凯军, 冯自平. 超声促发结晶法制取TBAB包络化合物浆. 高等学校工程热物理第十五届全国学术会议, 2009. 5, 天津.
10. 徐今强, 青春耀, 张建军, 肖睿, 黄冲, 冯自平. 四丁基溴化铵(TBAB)潜热输送控制系统设计. 高等学校工程热物理第十五届全国学术会议, 2009. 5, 天津.

致 谢

光阴如梭，白驹过隙，荏苒四载，寒窗苦读。辗转反复，浩首穷经，始定博题。环顾左右，红袖既无，金屋何在？唯清灯苦茶，钻研其中，如琢如磨，如痴如醉。然资质鲁钝，虽搔首断丝，案牍劳形，心力交瘁，仅获此拙文尔。心有余而力不足也，鉴之！乞阅者谅。

幸甚至哉，师从冯自平博导门下。先生师出名门，博学审慎，心胸豁达，为人至诚。余常得益于先生点拨教诲，言传身教之下，受益匪浅，终身受用！恐言不及弟子谢意之万一，心致谢之。

余受教之团队，藏龙卧虎，人才辈出。黄冲高工、何世辉高工、秦坤工程师均乃阅历丰厚、技艺精湛之高人，赖此众高人指点，受益颇多。师兄肖睿博士，得先生之神韵，集个人之才华，才思敏捷，得其助良多。师弟宋文吉博士严谨笃学，与余探讨学之良方，文之思路，常有点睛之笔。余众位师兄弟妹：徐今强、邹得球、王在华、张海潮、张正、张建军、马春红及已毕业之杜燕、杜艳丽、沈志远、韩汉平、李玉、高清华，均心性质朴、戮力研学，与之同学、共勉，余之荣幸也！余再拜以谢诸位。

疲惫、困顿、彷徨之时，始终得父母亲朋鼎力支持、鼓励、开导，妻魏氏金叶尤甚，绵绵细语，既亲且厚，余终能有此成，难离亲人之支持！感激涕零，身死无以谢之。

感谢中科院广州能源研究所的培养！

本文的研究课题受到：

国家自然科学基金——广东省联合基金资助， 项目编号：U0634005；
国家高技术研究发展计划（863 计划）资助， 项目编号：2006AA05Z254；
中科院知识创新工程重要方向项目资助， 项目编号：KGCX2-YW-345

特此致谢！

青春耀

二零零九年八月廿陆日 于广州能源研究所