



中国矿业大学
CHINA UNIVERSITY OF MINING AND TECHNOLOGY

本科生毕业设计（论文）

相变材料蓄冷系统传热强化及能效分析
Heat Transfer Enhancement and Energy
Efficiency Analysis of Phase Change Material
Storage System

作 者：曲康杰
导 师：梁林讲师

中国矿业大学
2024 年 5 月

中国矿业大学

本科生毕业设计（论文）

相变材料蓄冷系统传热强化及能效分析

Heat Transfer Enhancement and Energy Efficiency
Analysis of Phase Change Material Storage System

作者 曲康杰

学号 09204115

导师 梁林

职称 讲师

学院 低碳能源与动力工程学院

专业 能源与动力工程

二〇〇四年五月

毕业设计（论文）原创性声明

本人郑重声明：所呈交的毕业设计（论文）《相变材料蓄冷系统传热强化及能效分析》，是本人在指导教师指导下，在中国矿业大学攻读学位期间进行的研究工作所取得的成果。据我所知，除文中已经标明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：

年 月 日

中国矿业大学

本科毕业设计（论文）诚信承诺书

本人郑重声明：所呈交的毕业设计（论文）是本人在导师的指导下独立进行研究所取得的成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的内容外，本设计（论文）不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写的成果作品。对本设计（论文）所涉及的研究工作作出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

作者签名：

年 月 日

中国矿业大学

毕业设计（论文）使用授权声明

本人完全了解中国矿业大学有关收集、保留和使用本人所送交的毕业设计（论文）的规定，即：本科生在校攻读学位期间毕业设计（论文）工作的知识产权单位属中国矿业大学。学校有权保留并向国家有关部门或机构送交毕业设计（论文）的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅，可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编论文。保密的论文在解密后适用本声明。

论文涉密情况：

☐ 不保密

☐ 保密，保密期（起讫日期：_____）

作者签名：

年 月 日

导师签名：

年 月 日

致谢

[illegible]

• • • • •

• • • • •

...

.....

.....

.....

中国矿业大学本科毕业设计（论文）任务书

设计（论文）题目：相变材料蓄冷系统传热强化及能效分析			
学院	低碳能源与动力工程	专业年级	能源与动力工程 2020 级
学生姓名	曲康杰	学号	09204115
1、设计（论文）的主要内容			
2、设计（论文）的基本要求			
指导教师签字：			

中国矿业大学毕业设计（论文）指导教师评阅书

学生姓名	曲康杰	学号	09204115
设计（论文）题目	相变材料蓄冷系统传热强化及能效分析		
<p>指导教师评语（①基础理论及基本技能的掌握；②独立解决实际问题的能力；③研究内容的理论依据和技术方法；④取得的主要成果及创新点；⑤工作态度及工作量；⑥总体评价及建议成绩；⑦存在问题；⑧是否同意答辩等）：</p>			
成 绩：		指导教师签字： 年 月 日	

中国矿业大学毕业设计（论文）评阅教师评阅书

学生姓名	曲康杰	学号	09204115
设计（论文）题目	相变材料蓄冷系统传热强化及能效分析		
<p>评阅教师评语（①选题的意义；②基础理论及基本技能的掌握；③综合运用所学知识解决实际问题的能力；④工作量的大小；⑤取得的主要成果及创新点；⑥写作的规范程度；⑦总体评价及建议成绩；⑧存在问题；⑨是否同意答辩等）：</p> <p>S</p> <p>成 绩：评阅教师签字：年 月 日</p>			

答辩情况					
提出问题	回答问题				
	正确	基本正确	有一般性错误	有原则性错误	没有回答
答辩委员会评语及建议成绩：					
成绩：答辩委员会主任签字：年 月 日					
成绩评定：					
成绩组成	指导教师	评阅教师	答辩成绩	其他	总评
成绩比例					
评分					
学院领导签字：年 月 日					

摘 要

我国能源短缺，电力存在需求和供应上不匹配的问题，蓄冷空调技术可以起到平衡电网的作用，有助于提升整个电网系统在运行期间的稳定性和可靠性，其中相变蓄冷是蓄冷技术中的一种。相变蓄冷系统是一种利用相变材料进行相变来吸收和释放能量的技术。大多数应用于蓄冷系统的相变材料具有高潜热的优点，但是也具有导热系数较低的缺点。纳米流体作为一种高效率、高换热性能的新型传热介质，可以有效地提高蓄冷系统的换热性能。

本文采用格子Boltzmann方法，提出了一种优化纳米颗粒分布的新型蓄冷系统，针对蓄冷系统的中蓄冷槽采用间隔片分隔不同体积分数的纳米相变材料，将蓄冷槽分为若干个蓄冷单元，蓄冷单元通过隔热隔离，并通过导热流体通道进行加热。本文主要研究的内容如下：

(1)：针对瑞利数对蓄冷系统的影响，对本文的不同类型分布进行对纳米相变材料熔化现象研究，结果表明瑞利数越大，纳米相变材料熔化速度越快，蓄冷系统传热能力越强。

(2)：针对纳米颗粒的排列方式对蓄冷系统的影响，分析一个类型间各个区域和不同类型间相同区域的不同体积分数纳米颗粒对熔化速率的影响，结果表明左上角区域的纳米相变材料对流换热能力要比左下角的强，可以通过提高左下区域的纳米颗粒体积分数来增强对流换热的效率，从而达到更快的熔化速率。

(3)：针对体积分数对蓄冷系统的影响，分析更多不同纳米颗粒的体积分数对熔化速率的情况，结果表明相比于单元左下方区域，增加左上方纳米颗粒的体积分数，对熔化速率有促进作用，并且两者的差异越大，效果越好。

该论文有图 21 幅，表 4 个，参考文献 51 篇。

关键词：相变蓄冷；分离板；格子 Boltzmann 方法；纳米相变材料

Abstract

There is a shortage of energy in China, and there is a problem of unmatched power demand and supply. Cold storage air conditioning technology can play a role in balancing the power grid and help to improve the stability and reliability of the entire power grid system during operation. Phase change storage is one of the cold storage technologies. Phase change storage system is a technology that uses phase change materials to absorb and release energy. Most of the phase change materials used in cold storage systems have the advantage of high latent heat, but also have the disadvantage of low thermal conductivity. As a new heat transfer medium with high efficiency and high heat transfer performance, nanofluids can effectively improve the heat transfer performance of cold storage systems. In this paper, lattice Boltzmann method is used to propose a new cold storage system that optimizes the distribution of nanoparticles. Spacers are used to separate nano-phase change materials with different volume fractions in the middle cold storage tank of the cold storage system, and the cold storage tank is divided into several cold storage units, which are isolated by heat insulation and heated by heat-conducting fluid channels. The main contents of this paper are as follows:

(1) In view of the influence of Rayleigh number on the cold storage system, the melting phenomenon of nano phase change materials was studied for different types of distributions in this paper. The results showed that the larger the Rayleigh number, the faster the melting rate of nano phase change materials, and the stronger the heat transfer capacity of the cold storage system.

(2) In view of the influence of the arrangement of nanoparticles on the cold storage system, the influence of different volume fractions of nanoparticles in each region of one type and the same region of different types on the melting rate was analyzed. The results showed that the convective heat transfer capacity of the nanoparticle in the upper left region was stronger than that in the lower left corner. The efficiency of convective heat transfer can be enhanced by increasing the nanoparticle volume fraction in the lower left region, thus achieving a faster melting rate.

(3) In view of the influence of volume fraction on the cold storage system, the volume fraction of more different nanoparticles on the melting rate was analyzed. The results showed that compared with the lower left area of the square cavity, increasing the volume fraction of nanoparticles in the upper left area had a promoting effect on the melting rate, and the greater the difference between the two, the better the effect.

This paper has 21 figures, 4 tables and 160 references.

Keywords: phase change storage; Separation plate; Lattice Boltzmann method; Nano phase change material

目 录

摘 要.....	I
Abstract	II
目 录.....	IV
Contents	V
1 绪论.....	1
1 Introduction.....	1
1.1 能源发展现状（Current Situation of Energy Development）	1
1.2 相变蓄冷空调系统研究现状（Research Status of Phase Change Storage Air Conditioning System）	2
1.3 相变蓄冷系统强化传热（Phase Change Storage System Enhances Heat Transfer）	7
1.4 数值模拟方法（Numerical Simulation Method）	9
1.5 研究内容（Research Content）	11
2 模型描述	12
2 Model Description	12
2.1 物理模型（Physical Model）	12
2.2 边界条件（Boundary Conditions）	13
2.3 数值模拟和控制方程（Numerical model and Governing equations）	13
2.4 模型验证（Model Validation）	17
2.5 本章小结.....	19
3 数据处理	20
3 Results and Discussions	20
3.1 瑞利数的影响（Effects of Rayleigh number）	20
3.2 排列的影响（Effects Of Arrangement）	24
3.3 体积分数的影响（Effects of Volume Fraction）	28
3.4 本章小结.....	31
4 结论.....	32
4 Conclusions.....	32

参考文献	33
------------	----

Contents

摘 要.....	I
Abstract	II
目 录.....	IV
Contents	V
1 绪论.....	1
1 Introduction.....	1
1.1 能源发展现状（Current Situation of Energy Development）	1
1.2 相变蓄冷空调系统研究现状（Research Status of Phase Change Storage Air Conditioning System）	2
1.3 相变蓄冷系统强化传热（Phase Change Storage System Enhances Heat Transfer）	7
1.4 数值模拟方法（Numerical Simulation Method）	9
1.5 研究内容（Research Content）	11
2 模型描述	12
2 Model Description.....	12
2.1 物理模型（Physical Model）	12
2.2 边界条件（Boundary Conditions）	13
2.3 数值模拟和控制方程（Numerical model and Governing equations）	13
2.4 模型验证（Model Validation）	17
2.5 本章小结.....	19
3 数据处理	20
3 Results and Discussions	20
3.1 瑞利数的影响（Effects of Rayleigh number）	20
3.2 排列的影响（Effects Of Arrangement）	24
3.3 体积分数的影响（Effects of Volume Fraction）	28
3.4 本章小结.....	31

4 结论.....	32
4 Conclusions.....	32
参考文献	33

1 绪论

1 Introduction

1.1 能源发展现状（Current Situation of Energy Development）

在当今这个时代，能源不仅是经济增长的催化剂和社会进步的动力源泉，更是维系环境平衡与生态和谐的关键要素。随着全球人口的不断扩张和各国城市化不断推进，人们对于各种产品和服务的需求量激增，尤其是在制造业、建筑业等领域，对高效能生产的追求使得对能源的依赖愈发严重。与此同时，煤炭、石油和天然气等化石燃料的消耗量持续攀升，导致这些传统化石能源储量迅速减少，价格飞涨，同时对环境的破坏越来越严重。根据 2023 年第 72 版的《世界能源统计年鉴》统计 2022 年的全年数据，表明因能源使用、工业过程、放空燃烧和甲烷排放产生的二氧化碳排放量增长 0.8%，创下新高^[1]。从全球能源分布来看，能源的分布与利用具有明显的地域性特征，全球石油、天然气和煤炭等化石资源分布受制于地质构造的约束极为不均匀，以石油资源为例，石油生产国主要集中在中东、俄罗斯、非洲、中亚-里海等地区^[2]。我国能源资源分布呈现出一种独特的结构，煤炭资源相对丰富但石油和天然气相对缺乏，2000 年探测世界石油剩余储量 1403 亿吨，而中国为 32.7 亿吨，仅占世界总量的 2.3%^[3]。在这种背景下，我国不得不大量依赖进口能源原料来满足国内需求。我国能源需求的巨大压力不仅体现在数量上，更关键的是在时间分配上也出现了严重不匹配，尤其是电能方面。当电力需求量激增时，即使在高峰时段，我们的发电系统往往难以跟上这一增长速度。发电机组的运转能力被迅速推至极限，而这直接导致了电力供应的紧张。然而在电力需求量较低的夜晚或清晨，发电量却过剩。此外这种电力供需的错配还会给电网带来额外的安全风险和经济损失，同时电网必须保持一定的弹性来应对突发情况。

随着我国经济的高速发展以及城镇化进程的加快，空调及制冷设备的使用越来越广泛，人们对空调的需求也越来越大，有数据显示，2019 年全国范围内制冷用电量占全社会用电量 15%以上^[4]。随着我国大规模的空调、制冷系统的迅速发展，对电网的供电提出了很大的要求。为解决传统空调系统在高峰时段需要消耗大量的电能满足需求，在夜间或低峰时段，供应能力可能超过需求的问题，蓄冷空调技术应运而生。蓄冷技术就是采用电动制冷机将夜间用电低谷期的富裕电量转变成用物质的显热或潜热储存的冷量，在白天用电高峰期时再将储存的冷量释放出来，用于建筑内空调或者生产工艺中用冷。蓄冷空调系统能够有效地缓解电力系统中供需之间的差距，进而提升整个电网系统在运行期间的稳定性和可靠性。

由于蓄冷系统还具备较高的灵活性与调度性，当外界冷量需求不高的时候，它可以将冷量暂时储存起来；反之，若出现冷量需求较大，则可释放存储的冷量。这样的设计使得蓄冷系统能够根据不同时段和季节的冷负荷变化灵活调整其工作状态，实现资源的最优配置。

怎么提高蓄冷系统的传热能力是一个重要的话题，可以帮助我们更加高效地利用能源。本文创新性地提出了一种新型的蓄冷设备，旨在提高蓄冷系这冷量的快速储存与释放。

1.2 相变蓄冷空调系统研究现状（Research Status of Phase Change Storage Air Conditioning System）

自二十世纪七十年代后期开始，世界能源危机的日益严重，发达国家由于工业化的迅速发展导致用电供应紧张，开始实施“削峰填谷”的电力消费政策，蓄冷技术因此发展了起来。蓄冷技术在美国、日本等国家研究和发展的比较早，同时由于制冰机的广泛普及，早期研究的蓄冷技术是冰蓄冷技术，如图 1-1 所示。尽管我国的蓄冷技术发展相对较晚，但随着国家经济的蓬勃发展，对能源的需求日益增长，对这种能够解决能源短缺的技术上非常的重视。因此，学术界和能源界的专家们都在积极地投入到这一领域的研究中来，力图通过创新，推动蓄冷技术的进步和应用。我国台湾是最早使用蓄冷设备的，内地最早在体育场馆使用蓄冷系统，因为体育场馆一般为间隔使用，同时热负荷大，而且要求降温迅速^[5]。

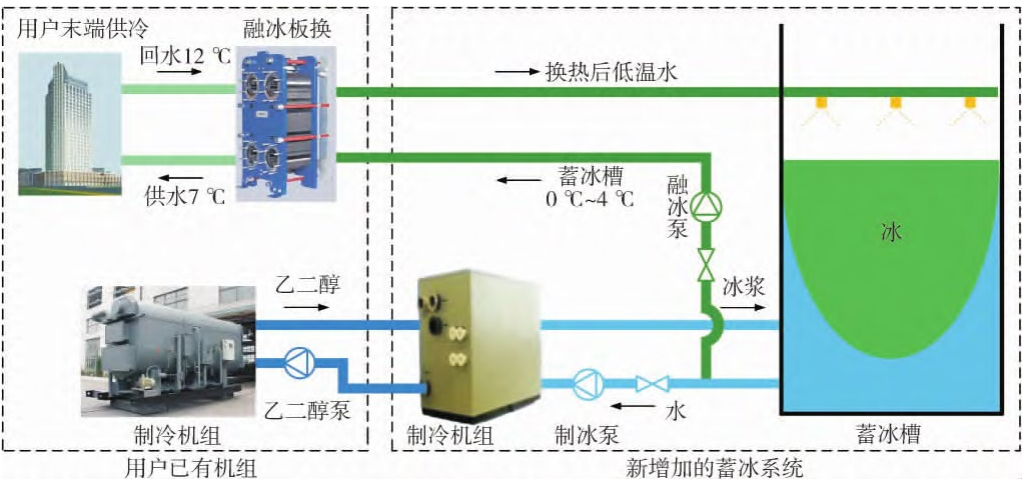


图 1-1 空调用冰浆蓄冷系统^[6]

Figure 1-1 Ice slurry storage system for air conditioning

蓄冷空调的基本工作原理如图 1-2 所示，夜间用电低谷期的过剩电能进行制冷、蓄冷，在日用电负荷峰值时，再将储存的冷量与空调系统共同完成供冷需求，既能达到“移峰填谷”的基本需求，同时也充分发挥了峰谷电价的竞争优势，体现了蓄冷空调的经济型。

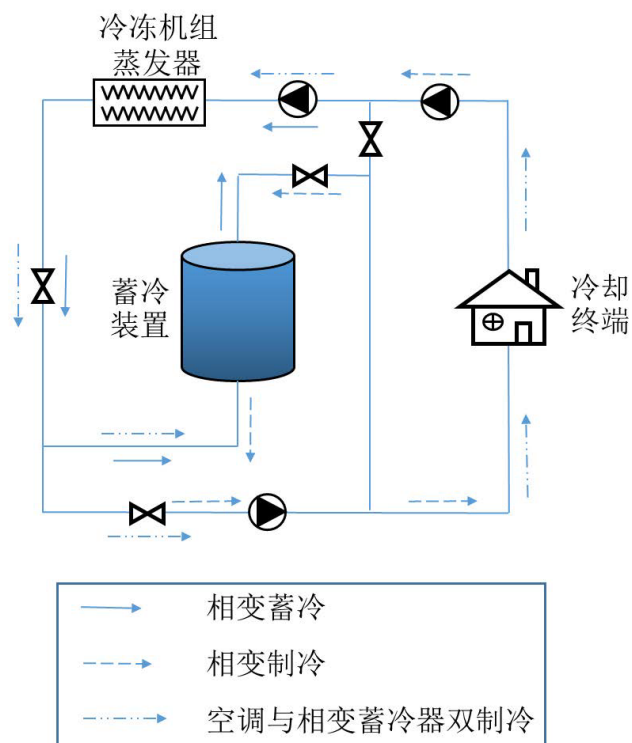


图 1-2 相变蓄冷空调系统的工作原理^[7]

Figure 1-2 Working principle of phase change storage air conditioning system

蓄冷系统种类有很多，按照蓄冷方式的不同，可以分类如图 1-3 所示：

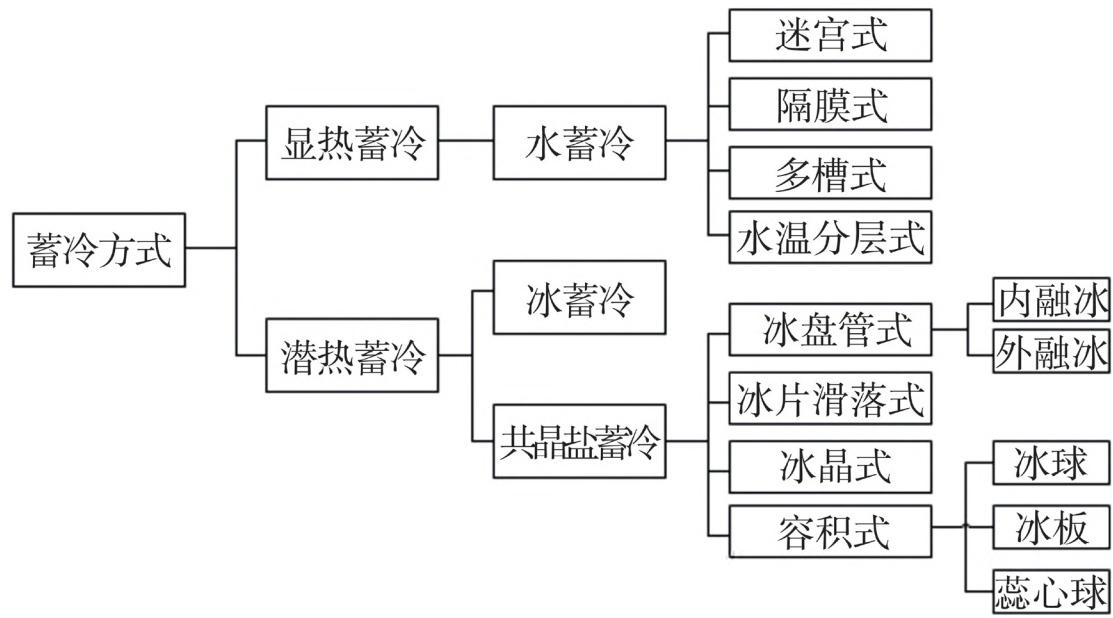


图 1-3 蓄冷技术分类^[8]

Figure 1-3 Classification of cold storage technology

采用显热蓄冷方法，可以充分利用单相介质的温度变化而引起的吸放热作用，该方法原理简单，但在蓄冷系统运行过程中温度会不断波动，不能确保系统提供的冷热能保持在一个稳定的温度区间，并且显热存储密度低，存储介质占用更大的

的空间,这种方法常见是水蓄冷,利用夜间产生的 $4^{\circ}\text{C}\sim 7^{\circ}\text{C}$ 低温水供白天的空调使用。利用潜热的蓄冷方式,通过应用材料在相变中的吸放热效应,实现了一种物理变化的能量存储。这种方式不仅蓄能密度相对较大,而且在进行蓄能和释能时,其温度波动相对较小,因此具有显著的优点,其中冰蓄冷作为一种充分利用相变潜热的蓄冷方式成为蓄冷领域的主流。丁荣等^[8]人选择河北某办公区域项目的水蓄冷空调系统进行了实证分析测算,结果表明在满足相同制冷需求的基础上,采用水蓄冷系统相比于单纯的中央空调供冷系统综合减低年均制冷成本约 40%。安强等人^[9]运用 DeST 软件,对北京市某建筑空调负荷进行了动态的模拟计算得到运行空调的费用,冰蓄冷相比较与常规能源,可以节约运行费用 34.21%。我们可以得到,蓄冷系统在为用户提供稳定的制冷能力和提高制冷系统的可靠性前提下,确实可以起到缓解电力系统中供需矛盾的作用。

1.2.1 蓄冷系统运行流程

对于蓄冷空调系统来而言,相变蓄冷换热器作为核心的装置,是系统运行中冷量存储与交换的主要场所,因此相变蓄冷换热器的蓄冷速率作为评价换热器蓄冷性能的一个重要指标,目前常见的蓄冷换热器按照换热结构的不同,可以分为填充床式、壳管式、翅片管式、套管式、螺旋管式和板式等多种类型^[10-13]。相变蓄冷换热器通常由蓄冷槽和热交换器两部分组成,蓄冷槽用于容纳蓄冷材料,而热交换器用于传递热量。蓄冷系统的运行过程可以粗略的分为蓄冷和释冷两个过程。在夜间或者供电富裕的时候进行使用多余电量进行蓄冷,在用电紧张或者冷量需求量大时候进行释冷。通常来说,空调系统中携带大量热量的冷冻水或者回水流经装载相变材料的蓄冷槽时,相变材料吸收热量进行相变,进而流体得到冷量,完成制冷需求。

蓄冷空调系统可以根据蓄冷槽与冷机的相对位置,划分为串联和并联系统^[14]。串联系统是指蓄冷槽与冷机串联,流经用户的空调系统回水先后经过冷机和蓄冷槽进行冷却,根据制蓄冷槽和冷机在蓄冷空调系统中的排列的先后位置,串联系系统分为主机上游和主机下游两种形式,如图 1-4 所示:

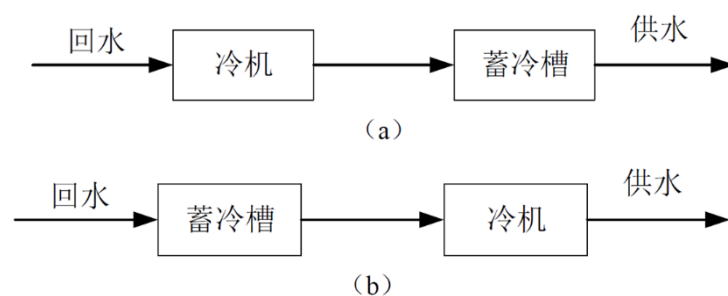


图 1-4 蓄冷系统串联形式 (a)主机上游 (b)主机下游^[14]

Figure 1-4 Cold storage system in series form (a) upstream of the host (b) downstream of the host

并联系统是指蓄冷槽与冷机并联，将蓄冷槽巧妙地与冷机相连，形成一个互为补充、相互独立又紧密结合的环路，制冷主机与蓄冷槽分别位于不同的回路内，冷冻水同时可以经过冷机、蓄冷槽被冷却，通过这样的设计，既确保了制冷机组的高效运行，也不会因为蓄冷槽的过度负荷而降低整体的运行效率，示意图如图 1-5 所示：



图 1-5 蓄冷系统并联形式^[14]

Figure 1-5 Parallel form of cold storage system

1.2.2 相变材料研究现状

相变材料是指能够在温度和压强等外界条件变化时发生相变的材料，由于物质在不同相态下具有不同强度的分子间作用力，当物质从一种状态转变为另一种状态时，分子间作用力强度会发生变化，同时伴随着能量的吸收或释放，借助这一物理现象可以实现能量的储存与释放。在热量的吸收和释放过程中，相变储能材料开始对热能进行储存和释放。当材料在吸收热量时，温度升高，状态由固态变为液态，而当材料释放热量时，温度降低，状态由液态变为固态^[15, 16]。

相变材料因其独特的物理和化学性质，在能源管理和环境控制领域中扮演着重要的角色。在实际应用工况，为了确保相变材料能够满足操作中的要求，相变材料必须具备合适的相变温度、较高的储能密度、优良的导热性和稳定性、低廉的价格以及安全无毒等特性^[17]。在相变材料转化为液态或固态的过程中，固液两相之间的传热过程极为复杂，包括固相工质间的导热、液相工质间的对流传热以及固液两相间的相变传热，需要注意的是，由于相变潜热仅出现在相变过程中的恒温阶段，相变潜热具有较高的储能密度和较小的体积。蓄冷空调可以通过在电力需求低的时段将冷量储存在材料中，在电力需求高时释放冷量来实现削峰填谷的功能。这样做不仅能平衡电网负荷，还能显著降低空调系统的运行电力成本，从而为用户节省开支并减少碳足迹。

相变蓄能材料种类很多，按照相变的方式一般分为四类：固-固相变材料、固-液相变材料、固-气相变材料及液-气相变材料。由于后两种相变方式在相变过程中伴随有大量气体的存在，使材料体积变化较大，因此尽管它们具有很大的相变潜热，但在实际应用中很少被选用。按相变温度的范围可分为高温、中温和低温蓄能材料。低温类温度范围为 100℃ 以下；中温类温度范围为 100℃~250℃；高

温类温度范围为 250°C 以上^[18]。除此之外按照材料的构成性质一般分为无机类材料和有机类材料，这两种加上水是在空调领域中比较常见的相变材料，如图 1-6 所示，图 1-7 是一些相变材料和相变焓值的比较。

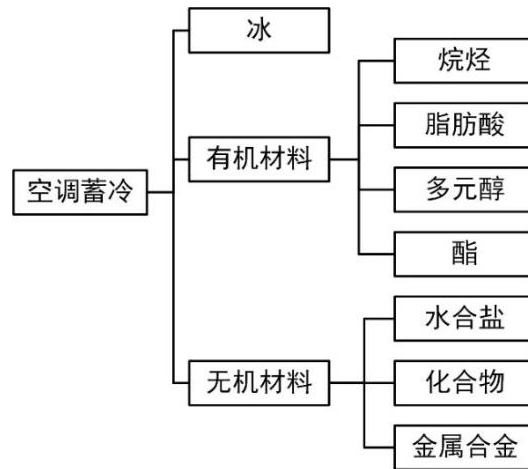


图 1-6 空调领域常见的相变材料分类^[19]

Figure 1-6 Classification of common phase change materials in the field of air conditioning

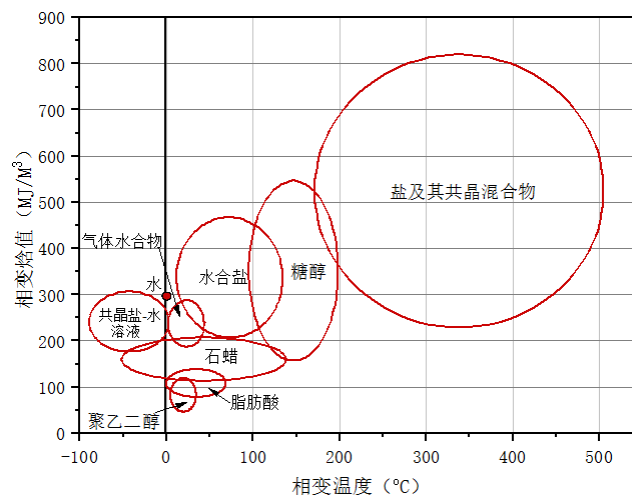


图 1-7 不同 PCM 的相变温度与相变焓值的比较^[7]

Figure 1-7 Comparison of phase transition temperature and enthalpy of different PCM

在无机类相变材料的范畴中，应用最为广泛的是以结晶水合盐形式存在的低温相变材料和熔融盐类型的高温相变材料，其中结晶水合盐材料的储能密度较高、相变温度稳定、导热性良好、价格便宜。然而，这种材料也存在一些问题，例如大多数结晶水合盐材料都具有一定的腐蚀性，这可能会对周围环境造成影响，并且过冷度的问题也不容忽视，需要进一步研究和解决。与无机相变蓄冷材料相比，有机相变材料展现出了一系列显著优势，如较低的腐蚀性、良好的相容性以及极少发生相分离或过冷现象^[20]，这些特性使得有机相变材料成为了蓄冷领域中的佼佼者，其主要分为两大类，一是以石蜡为代表的多烷烃，它们在低温下能够保持稳定的液态；二是其它脂肪酸、酯、醇等多组分有机物^[21]。无论是石蜡还是其他

有机化合物，它们的存在极大地丰富了相变蓄冷材料的种类，为不同需求和应用场景提供了更多的选择。

1.3 相变蓄冷系统强化传热 (Phase Change Storage System Enhances Heat Transfer)

在对有机相变材料的研究中，观察纯石蜡的物理性质发现，密度为 $0.9\text{g}/\text{cm}^3$ ，但是它的导热系数仅为 $0.2\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ，脂肪酸、酯、醇等多组分有机物种类繁多，属性各异，其相变潜热普遍较高、无过冷度、稳定性好，但是缺点和石蜡一样^[19]。普遍的观察揭示了一个不争的事实：在众多相变材料中，它们通常具有相对较低的导热系数，为了提高蓄冷系统的换热能力，必须考虑提高这些相变材料的导热能力。

1.3.1 添加肋片/翅片结构以强化换热

一种提高蓄冷系统换热的有效方法是插入高导热鳍片，Oztop 等^[22]利用人工神经网络设计了应用于相变储热系统的鳍片结构，他们发现鳍片可以显著增强传热。在 h 型储热系统中，Izadi 等^[23]研究了翅片角度对熔化过程的影响，他们发现传热增强是由翅片的导热引起的。Mostafavi 和 Jain^[24]提出了基于翅片的基壁与相变材料之间传热的理论分析，并将改进后的系统应用于热管理。基于翅片的散热器也被用于大功率电子设备的冷却^[25]。此外，Liu 等^[26]在余热回收中提出了梯状翅片，对储热系统装置进行了数值测试，与原直型翅片相比，熔化时间缩短了 52.2%。Guo 等^[27]证明在储热系统中使用非均匀角度翅片可使完全熔化时间缩短 69.59%。Ding 和 Liu^[28]对壳式换热器内穿孔翅片和狭缝翅片两种类型的翅片进行了数值研究。结果表明，换热性能的提高源于堵塞效应的减小。

1.3.2 添加固体粒子强化传热

另外一种有效方式是在相变材料中添加金属、非金属或聚合物固体粒子，因为固体粒子的导热系数比液体大几个数量级。Feng 等人^[29]采用了泡沫铜对石蜡进行强化，他们对相变材料的有效熔化时间进行了研究，结果表明在填料比例为 0~40% 的情况下，石蜡熔化率由 20.3% 增至 43.3%。Fan 等人^[30]研究发现利用发泡碳素材料可以有效地增强太阳能电池的光热转化性能，其充电效率可以高达 90%。Chen 等人^[31]在系统中采用了泡沫镍，他们提出了鳍状泡沫结构，并对凝固过程进行了研究。此外，Du 等人^[32]还利用三维数字模型研究了泡沫肋片结构。结果表明，与单纯相变材料相比较，热解完全所需要的时间减少 83.68%，热均匀度也提高 91.12%。He 等^[33]利用外加磁场强化了相变材料/泡沫铜材料的自然对流，在正磁场作用下，相变材料的熔化速度提高 18.2%，储能效率提高 23.1%，

但是在凝固时,磁场对其影响不大。Liao 等^[34]采用了一种新型的储能方式,将其用于太阳能发电。在引入自然对流模式后,建立了一种新的等效热导率关联式。Jinming 等^[35]研究表明,当碳纳米管的重量仅为 5%时,聚氨酯-碳纳米管复合材料的导热系数提高了 2.3 倍,太阳能蓄热效率达到 85.89%,这有助于后续进一步探索太阳能应用的复合相变材料。Jasim M. Mahdi^[36]等人提出采用纳米粒子及翅片来强化相变材料的冷却。该项目以相变材料为研究对象,系统研究相变材料在相变材料中的分布规律,揭示相变材料在相变材料中的作用机制,揭示相变材料在相变相变材料中的作用机制。研究发现,两种处理方式均可明显缩短相变材料的凝固时间,但其中以翅片对相变材料的固化效果最好。

现有的研究团队正在通过合成和改善共晶盐的热性能和稳定性来研究储热系统,以优化储热装置的结构。氯化物、氟化物和碳酸盐等物质因其独特的热物理特性而成为潜在的储热介质,它们在高温环境中表现出优异的储热能力,使其有望作为高温储热系统中的关键介质,研究人员已经确定并计算了这三种共晶盐的熔点、导热系数、潜热等参数,为聚光太阳能电站的蓄热材料提供了重要的指导,并通过氧化铜增强传热^[37-40]。

1.3.3 纳米流体强化传热

自二十世纪九十年代起,随着纳米材料的快速发展,研究人员纷纷将纳米材料引入到强化换热技术中,以实现更高效的换热与制冷效果,进而开展了新一代高效率换热与制冷技术的研究。1995 年,美国阿贡国家实验室 Choi^[41]等人首先提出了“纳米流体”这一概念,即将纳米尺度的金属或非金属氧化物颗粒按一定的比例加入到液态中,从而制备出一种新型的换热制冷工质,并与 East man^[42]等人开展了研究,结果表明,当水溶液中加入氧化铜纳米粒子时,其热导率较水溶液要高出 60%,且具有显著的强化换热作用。纳米流体作为一种革命性的换热材料,为能源转换和利用带来了新的可能性。它不仅改变了人们对于传统换热技术的认识,也为未来高效制冷技术开辟了新的道路。随着进一步的研究和开发,纳米流体有望在更多领域发挥作用,成为推动科技进步的关键力量之一。

纳米材料是指 $0.1\sim 100nm$ 超细微粒组成的材料,包括零维的纳米粒子、一维的纳米线、二维的纳米膜和三维的纳米固体。^[43]在实际应用中,将纳米材料与液体相结合,可以形成纳米流体。当这些纳米材料以特定比例加入到常规液体中时,会展现出一些独特的传热性能。从物理性质上看,由于固体的导热系数远大于液体本身的导热系数,并且纳米颗粒拥有较大的比表面积,使得它大幅度提高纳米流体的导热能力和热容量。与纯液体相比,纳米流体中的纳米颗粒在流体内无规则运动,在流动过程中不断碰撞和摩擦,使得流体的流动层流底层受到破坏,并加强了流体的扰动,流动湍流强度随之增强,从而减小了传热热阻,强化了对

流传热。黄素逸等人^[44]分别将 ZnO、SiO₂、Al₂O₃、TiO₂ 等纳米颗粒分别添加到常规热管的工作介质中进行测试,实验结果表明,这些纳米颗粒不仅能够快速启动热管内的液体循环,而且能有效降低管壁温度,保持良好的传热性能,并且纳米颗粒径愈小,热管传热效果愈好;随着纳米颗粒用量的增加,热管的传热效果也随之提高。何庆波^[45]为解决当前相变储冷材料在使用过程中存在的过冷度和热导率偏低等问题,研究处一种既能降低液体成核过冷度又能提高其导热系数的高效纳米流体蓄冷材料,并经过大量实验发现,在相变潜热和相变温度都基本稳定前提下,该新型材料导热系数大大增加,过冷度降低很多。以上研究结果显示,将纳米流体引入到蓄冷系统中,可显著改善蓄冷系统的蓄冷性能。

由于目前相变材料普遍存在导热系数低温问题,但随着纳米流体技术的进步与成熟,将纳米流体与相变蓄冷材料结合,制备新型高效的纳米流体相变蓄冷材料(NEPCM)应用于空调蓄冷系统,解决了传统相变材料在低温下性能下降的问题,而且能够显著提升制冷系统的蓄冷能力,使其在夜间长达 8 小时的时间内仍能保持稳定的制冷效果。纳米流体相变蓄冷介质的应用将不仅仅局限在空调领域,只要是存在局部冷量供给需求的领域,这种蓄冷方式即可发挥它的独特作用。

1.4 数值模拟方法 (Numerical Simulation Method)

格子 Boltzmann 方法(LBM)作为一种独特的计算流体力学工具,其核心在于介观(mesosopic)模拟的尺度概念。作为一种新型的动力分析方法,不同于传统的数值计算方法,它能够提供更为细致的物理描述,在基础研究与工程实际中得到了广泛的应用,已发展成为一种适用于基础研究和工程应用的强大的多功能计算方法。与传统的计算流体力学方法不同,格子 Boltzmann 方法核心思想源自玻尔兹曼关于气体分子运动的理论,由 Boltzmann 方程经过一系列推导而来,非常适合处理包含复杂几何边界的流体力学问题。

在 LBM 中,流体区域被分割为一块块的规则的格子,介观描述方式使其既能够考虑部分微观运动的细节影响,又可以获得宏观尺度上的流动行为^[46]。格子 Boltzmann 方法通过粒子的碰撞和迁移,描述粒子的演化规律,由于在实际中粒子碰撞情况非常复杂,所以在实际应用中对其进行了合理的简化,根据不同的思路,发展出了单松弛 LBGK 模型和多松弛 MRT 模型,其中,单松弛 LBGK 模型侧重于简化模拟过程,减少计算量,但可能会牺牲部分精确性;而多松弛 MRT 模型则结合了单松弛和多松弛的优点,既保证了较高的精度又提高了计算效率。

LBM 主要由玻尔兹曼输运方程、晶格、格点至格点的传输限制等部分组成^[47]。晶格可以描述为对研究区域的空间离散化,进而可以扩展为对速度域进行离散化,因为粒子或粒子群在 LBM 中只允许沿着连接两个连续相邻节点的方向移动。两个常用的二维晶格示意图如图 1-8 所示。

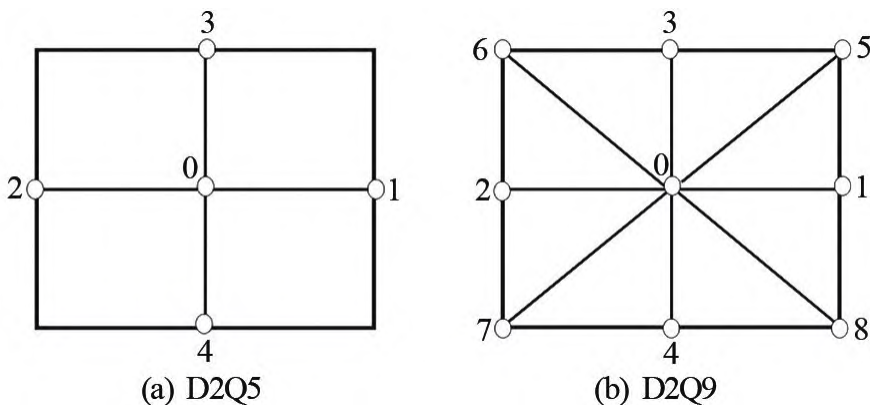
图 1-8 二维晶格模型示意图^[48]

Figure 1-8 Schematic diagram of a two-dimensional lattice model

DmQn 模型是由钱跃竑教授原创性地提出的，它为我们提供了一个强有力的工具来理解和描述粒子在不同维度空间中的运动， m 代表模型是多少维， n 代表格子可以移动的方向。例如 D2Q5 是二维晶格中最简单的模型，其每个格点只有 4 个相邻点，所以仅有 4 个与之相关的离散传播速度，可由于 4 个方向不足以代表粒子能够传播的所有方向，存在一定的局限性。为了取得更加精确的结果，本文选用传播速度方向更多的 D2Q9 模型。D2Q9 模型在原有基础之上增加了传播速度方向，这样做不仅拓宽了粒子移动方向的可能性，而且也提高了模型的计算效率和精确度。

格子 Boltzmann 方法在相变传热领域具有一定的应用，该方法将复杂的相变问题转化为可计算的数值问题，通过对温度场和相界面进行精细的离散化，实现了相变传热过程的精确数值模拟。特别是在相变储能材料领域，热量的有效传递是衡量这些材料性能优劣的关键指标之一。相变储能材料的性能受到多种因素影响，其中相变储能能量和相变温度是两个重要参数。利用格子 Boltzmann 方法，可以对相变过程进行深入的数值模拟分析，获得相变储能、相变温度等参量，实现相变传热特性的优化，实现相变传热特性的预测。格子 Boltzmann 方法已成功应用于研究包括潜热型功能热流体在内的许多复杂流体流动和传热问题。比如 Darzi 等人^[49]应用基于焓模型的格子 Boltzmann 方法研究了阻塞腔内的自然对流熔化过程，并在工作中验证了潜热型功能热流体传热效率的提高。Lin 等人^[50]基于格子 Boltzmann 方法建立了多尺度相变模型，将微胶囊的相变速率由非线性转换为线性。

综上所述，格子 Boltzmann 方法已在研究涉及分析固体与液体之间的相变过程中显示出了其独特而强大的技术优势。借助这一强大的数值模拟能力与精确的预测功能，它已经成为了解决众多复杂流体动力学问题的得力工具，已经被广泛接受并用于各种复杂流体动力学问题的研究。特别是在潜热型功能热流体这一新

兴的科学研究领域，采用格子 Boltzmann 方法不仅能够深入探索其流动和传热机制，而且还能为相关工程设计提供重要的理论指导和实践依据。

1.5 研究内容（Research Content）

蓄冷技术的关键在于如何强化换热能力，在深入研究现有文献资料的基础上发现，尽管过去的研究为纳米增强相变材料传热效果这一领域提供了重要的理论和实验基础，但却忽略了间隔片的布置对于纳米相变材料的隔离开来对蓄冷系统性能的影响。为了弥补这一空白，本文创新性地提出了一种全新的系统，旨在通过布置的间隔片来优化纳米颗粒在蓄冷槽的空间分布，从而提升其相变效率并优化能量存储与释放过程。

本文采用了格子 Boltzmann 方法进行模拟分析，通过这种模拟手段，研究了几个关键参数，包括瑞利数、纳米颗粒体积分数以及间隔片的布置方式，这些都直接影响着纳米相变材料内部的热力学性质，研究结果对蓄冷系统的设计具有一定的指导意义。

2 模型描述

2 Model Description

2.1 物理模型 (Physical Model)

由于蓄冷系统具有复杂的几何结构和巨大的计算成本，直接对整体进行三维模拟会消耗大量的计算资源，非常困难。因此大多数的数学模型都被简化为一维或二维，以便更容易地处理问题^[51]。因此本文将蓄冷空调系统中的蓄冷槽进行简化处理，蓄冷槽作为系统中的核心组件，负责储存纳米相变材料，其装置示意图如图 2-1 (a) 所示，把蓄冷槽均匀分解成多个独立的单元，每个单元格均由绝热材料分隔开来。在泵的推动下，由带有热量的换热流体对单元的一侧进行加热，随着加热过程的进行，流体中携带的能量逐渐释放出来，换热流体携带的大量热量传递给另一层的相变材料，流体得到冷量。

为了便于研究和分析，选取系统中一个单元 ($L \times L$) 作为研究的基本单位，将这个单元划分为四个区域，如图 2-1 (b) 所示。研究纳米相变材料不同布置方式对系统传热能力的影响，示意图如图 2-1 (c) 所示，本文考虑了四种布置方式。在图 2-1 (c) 中，类型 1 中填充了均匀且体积分数相等的纳米相变材料，类型 2 到类型 4 每一个单独划分的区域都填充了纳米相变材料，只不过每一个区域内纳米流体的体积分数有所差异。为了更好地描述和理解这些不同区域，对这些不同类型的区域进行了细致的命名。每一种区域都是依照其在图中的位置，按照从左向右、从上往下延伸的顺序来划分，区域类型名分别为“0”或者“1”，具体的名字分配划分规则在下面，例如图 2-1 (c) 中的类型 2 遵从规则，命名为“0110”，使用该方法有助于清晰地识别出每部分，也便于在后续的分析 and 研究过程中追踪和比较不同区域之间的特点和差异。

阅读已有的文献可以知道，纳米相变材料在热传递过程中的表现深受多种因素的影响^[52]，如体积分数，温度及纳米颗粒的材料、粒径、形状等。本文采用石蜡为相变材料，纳米材料使用 Al_2O_3 纳米颗粒，纳米材料的体积分数被明确规定使用 φ 进行表示。为了保证每个单元的总潜热不变，我们让名字为“1”的区域纳米材料的体积分数在原有的基础上增加 $\Delta\varphi$ ，区域为“0”的体积分数在原有的基础上减少 $\Delta\varphi$ ，这样保证单元的纳米材料整体的体积分数维持在 φ ，相变材料的体积分数也保持不变，从而保证我们的单元的总潜热不变。通过这样的方式，我们不仅确保了潜热的总量不变，而且还能保证系统性能的稳定性和可靠性。

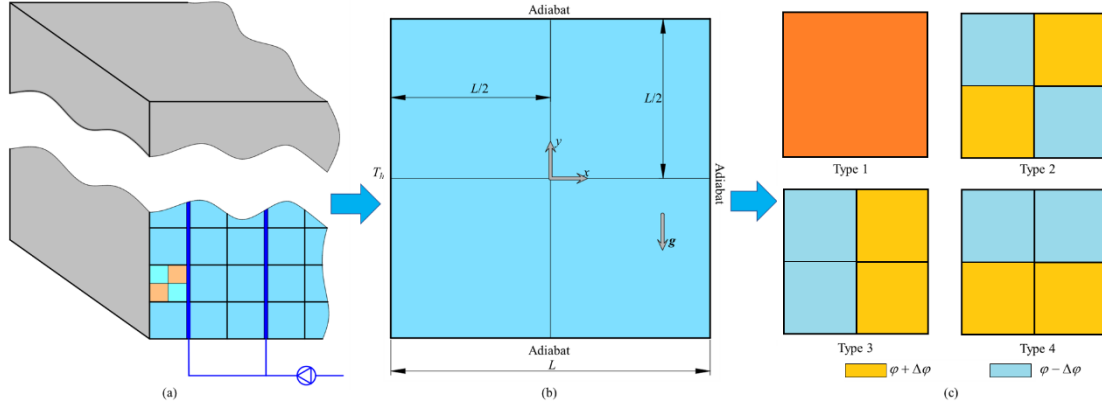


图 2-1(a) 蓄冷装置示意图, (b) 蓄冷装置单元示意图, (c) 纳米相变材料布置示意图

Figure 2-1 (a) Schematic diagram of the cold storage device, (b) schematic diagram of the cold storage device unit, (c) schematic diagram of the NEPCM layout

2.2 边界条件 (Boundary Conditions)

为了确保模型的准确性和实验的可重复性,对单元的几何结构进行了细致的调整和优化。首先我们把实验单元中的三个边界设定为绝热界面,接下来我们在与换热流体通道相连的边界上做一定的处理,将其简化为恒温边界,设置温度为 T_h ,这意味着所有热量只能通过一个边界处的传递,模型变成了一维纯导热问题。为了进一步细化实验单元,我们在单元中心的两个位置 $x = L/2$ 和 $y = L/2$ 位置分别设置一个独立的分离板,分离板的厚度非常小,几乎可以说是接近于零,这样做的目的是将单元的各个区域的纳米粒子有效地隔离开,避免它们之间可能出现的流动现象。值得注意的是,由于分离板的厚度很薄,故它在实际应用中通常可以忽略不计。我们开始模拟时,将把纳米相变材料设置为固体状态,并且给它一个初始的温度,温度设置为 T_0 。

综上所述,通过这些设计的边界和初始条件,我们能够构建出一个精确可控的实验环境,以便深入研究纳米相变材料在不同换热条件下的行为。这种方法不仅提高了实验的可靠性,而且还能为未来的研究提供坚实的基础。

2.3 数值模拟和控制方程 (Numerical model and Governing equations)

在本文中,假设纳米相变材料是一种典型的牛顿流体,由于这种流体是不可压缩的,这意味着其体积不会随压力变化而发生改变。接下来,我们将利用焓变格子 Boltzmann 方法,通过 LBM 来探究纳米相变材料的流动行为和热传递复杂机制。

为了深入理解纳米相变材料的复杂流动和传热特性,首先分析了密度分布函数和焓分布函数的演变过程,这两个函数分别描述了流体的平均密度和内部能量分布的变化。详细来说,密度分布函数描述了单位体积内粒子数量的分布情况。

在纳米相变材料中，由于纳米尺度的特性，粒子之间存在着复杂的相互作用。例如，某些位置的粒子可能比其他位置的粒子移动得更快或更慢，这就需要我们根据粒子的实际速度来调整密度分布。焓分布函数则反映了流体内部能量的分布状态。它告诉我们系统在某一时刻的总能量是如何分配到各个方向上去的。对于纳米相变材料而言，由于它们在相变过程中会吸收或释放大量的能量，因此焓分布函数的计算尤其重要。通过比较不同时刻的焓分布，我们可以观察到材料内部热能传递的动态过程，以及热能从高温区域向低温区域的迁移。密度分布函数和焓分布函数的演化的过程如下[24,25]:

$$f_i(x + e_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(x, t) - \frac{1}{\tau_f} [f_i(x, t) - f_i^{eq}(x, t)] + \Delta t F_i \quad (1)$$

$$g_i(x + e_i \Delta t, t + \Delta t) = g_i(x, t) - \frac{1}{\tau_g} [g_i(x, t) - g_i^{eq}(x, t)] \quad (2)$$

其中 f_i 和 g_i 为 i 方向的密度分布函数和焓分布函数， F_i 为牛顿力， t 为时间， f_i^{eq} 和 g_i^{eq} 为 i 对应方向的平衡分布函数，如下[26]:

$$f_i^{eq} = \omega_i \rho_{bulk} \left[1 + \frac{e_i \cdot u}{c_s^2} + \frac{(e_i \cdot u)^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right] \quad (3)$$

$$g_i^{eq} = \omega_i \left[H + C_{p,bulk} T \left(\frac{e_i \cdot u}{c_s^2} + \frac{(e_i \cdot u)^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right) \right] + \varpi_i (C_{p,bulk} T - H) \quad (4)$$

其中 ω_i 和 e_i 为 i 方向的加权系数和离散速度， c_s 为格子声速。本文采用 D2Q9 碰撞模型，如下：

$$\omega_i = \begin{cases} \frac{4}{9} & i = 0 \\ \frac{1}{9} & i = 1 \sim 4 \\ \frac{1}{36} & i = 5 \sim 8 \end{cases} \quad (5)$$

$$e_i = \begin{cases} (0,0) & i = 0 \\ c \left(\cos \left[\frac{\pi}{2} (i-1) \right], \sin \left[\frac{\pi}{2} (i-1) \right] \right) & i = 1,2,3,4 \\ \sqrt{2}c \left(\cos \left[\frac{\pi}{4} (2i-1) \right], \sin \left[\frac{\pi}{4} (2i-1) \right] \right) & i = 5,6,7,8 \end{cases} \quad (6)$$

式中, $c = \Delta x / \Delta t$ 为格子速度, 方程 (4) 中的 ϖ_i 为额外的权重系数, 如下:

$$\varpi_i = \begin{cases} -\sum_{i=1}^8 \omega_i & i = 0 \\ \omega_i & i \neq 0 \end{cases} \quad (7)$$

在方程 (1) 中, 右侧的 f_i 为 i 方向上的离散体积力, 可得:

$$F_i = \omega_i \left(1 - \frac{1}{2\tau_f} \right) \left(\frac{e_i - u}{c_s^2} + \frac{e_i \cdot u}{c_s^4} e_i \right) \cdot \rho f_m \quad (8)$$

其中, f_m 为浮力, τ_f 为密度分布函数的无因次松弛时间。在本文中浮力的计算公式如下:

$$f_m = g\beta_{bulk}(T - T_0) \quad (9)$$

式中 g 和 β 分别是重力加速度和热膨胀加速度, 方程 (1) 中的

$$\nu_{bulk} = \frac{\mu_{bulk}}{\rho_{bulk}} = \left(\tau_f - \frac{1}{2} \right) \Delta t c_s^2 \quad (10)$$

$$\alpha_{bulk} = \frac{\lambda_{bulk}}{\rho_{bulk} C_{p,bulk}} = \left(\tau_g - \frac{1}{2} \right) \Delta t c_s^2 \quad (11)$$

其中 ν 和 α 为粘度和热扩散系数, τ_g 是焓分布函数的无因次松弛时间。求解方程 (1) 和方程 (2) 后, 由分布函数可以计算出密度、速度和焓的方程, 如下:

$$\rho = \sum_i f_i \quad (12)$$

$$\rho u = \sum_i e_i f_i + \frac{\Delta t}{2} \rho f_m \quad (13)$$

$$H = \sum_i g_i \quad (14)$$

瑞利数 (Rayleigh number) 精确地定义了自然对流过程中流动的强度, 即系统内部由于温度差异导致的热对流现象, 反映了自然对流的强度; 普朗特数 (Prandtl Number) 则是描述流体的粘滞性与其热传导能力之间关系的一个重要参数, 其值的大小直接影响着流体在传热时的效率和限制条件; 斯提芬数 (Stefan Number) 进一步深入到热力学范畴, 它衡量了由感热过程 (感应子) 和相变潜热过程 (潜热子区间) 共同决定的热能转换的相对分量, 反映了感热过程和相变潜热过程的相对重要性。本文将瑞利数 (Ra)、普朗特数 (Pr) 和斯提芬数 (Ste) 定义如下:

$$Ra = \frac{g\beta_{PCM}(T_h - T_0)L^3}{\nu_{PCM}\alpha_{PCM}} \quad (15)$$

$$Pr = \frac{\nu_{PCM}}{\alpha_{PCM}} \quad (16)$$

$$Ste = \frac{C_{p,PCM}(T_h - T_0)}{h_{sl}} \quad (17)$$

其中下标 PCM 表示纯相变材料, 而下标 $bulk$ 则表示纳米相变材料。此外根据体积分数计算纳米相变材料的热性能如下[27,28,29]:

$$\rho_{bulk} = (1 - \varphi)\rho_{PCM} + \varphi\rho_{nano} \quad (18)$$

$$(\rho C_p)_{bulk} = (1 - \varphi)(\rho C_p)_{PCM} + \varphi(\rho C_p)_{nano} \quad (19)$$

$$\lambda_{bulk} = \frac{\lambda_{nano} + 2\lambda_{PCM} + 2(\lambda_{nano} - \lambda_{PCM})\varphi}{\lambda_{nano} + 2\lambda_{PCM} - 2(\lambda_{nano} - \lambda_{PCM})\varphi} \lambda_{PCM} \quad (20)$$

$$\mu_{bulk} = 0.983\mu_{PCM} \exp(12.959\varphi) \quad (21)$$

$$(\rho\beta)_{bulk} = (1 - \varphi)(\rho\beta)_{PCM} \quad (22)$$

$$(\rho h_{sl})_{bulk} = (1 - \varphi)(\rho h_{sl})_{PCM} \quad (23)$$

上式中 C_p 为定压比热容， λ 为导热率，并结合相变材料的使用环境，确定最终使用的相变材料，纳米颗粒和相变材料的热性能如表格 2-1 所示。根据对应材料的热性能，普朗特数被设置一个定值， $Pr = 7.0$ 。

表格 2-1 纳米颗粒和相变材料热性能

Table 2-1 Thermal properties of nanoparticles and phase change materials

	$\rho(\text{kgm}^{-3})$	$C_p(\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1})$	$\lambda(\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1})$	$\mu(\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1})$	$h_{sl}(\text{Jkg}^{-1})$
纳米颗粒	3380	765	25	-	-
相变材料	930	1600	0.21	9.2×10^{-4}	195000

2.4 模型验证（Model Validation）

数值模拟过程中，计算网格的选择会直接影响到最终的模拟结果。如果网格过于粗糙，可能无法捕捉到关键物理过程的细节，从而导致计算结果存在较大误差，但是过于精细的网格会大大增加计算成本和时间。而网格独立性验证可以帮助确定一个足够精细的网格尺寸，使得计算结果能够充分收敛，从而保证结果的准确性，不会受到人为因素的影响。

为提高结构模型计算精度具有足够的精确性和可靠性，本研究中进行了网格独立性的验证分析，帮助确定使用何种网格尺寸能够得到稳定且准确的数值计算结果。计算结果如图 2-2 所示，观察图片可以发现网格大小为 400×400 的情况，红色虚线是该网格下平均努塞尔数 Nu_{ave} 呈现的变化趋势，其他的网格的误差控制在 3%以内，这个误差范围是一个比较理想和可以接受的数值。进一步观察图片可以分析出来，无论是网格大小是 100×100 还是 200×200 这样的网格尺寸，其分布均位于这个误差范围内，说明这些网格大小在实际应用中是合理且可靠的。

网格独立性验证分析对于确保数值模型计算结果的准确性和可靠性非常关键，需要在模拟准确性和计算资源效率两个关键因素之间寻求平衡，我们选择了 100×100 的网格大小来进行计算。这种网格大小不仅能够保证较高的计算精度，符合 3%以内的误差范围要求，同时也符合资源利用的经济性原则，与使用更精细的网格相比，这种网格设计能够显著降低计算成本和资源消耗。通过对比不同网格尺寸下的模拟效果，我们发现在满足模拟需求的前提下，适当减少网格数量不仅有助于提高计算效率，同时也能大幅降低对计算资源的需求，这对于提高整体研究工作的经济性和可持续性至关重要。因此综合考虑模拟精度和计算成本两大因素，在当前的研究条件下， 100×100 这种网格大小的选择是合理且有效的。

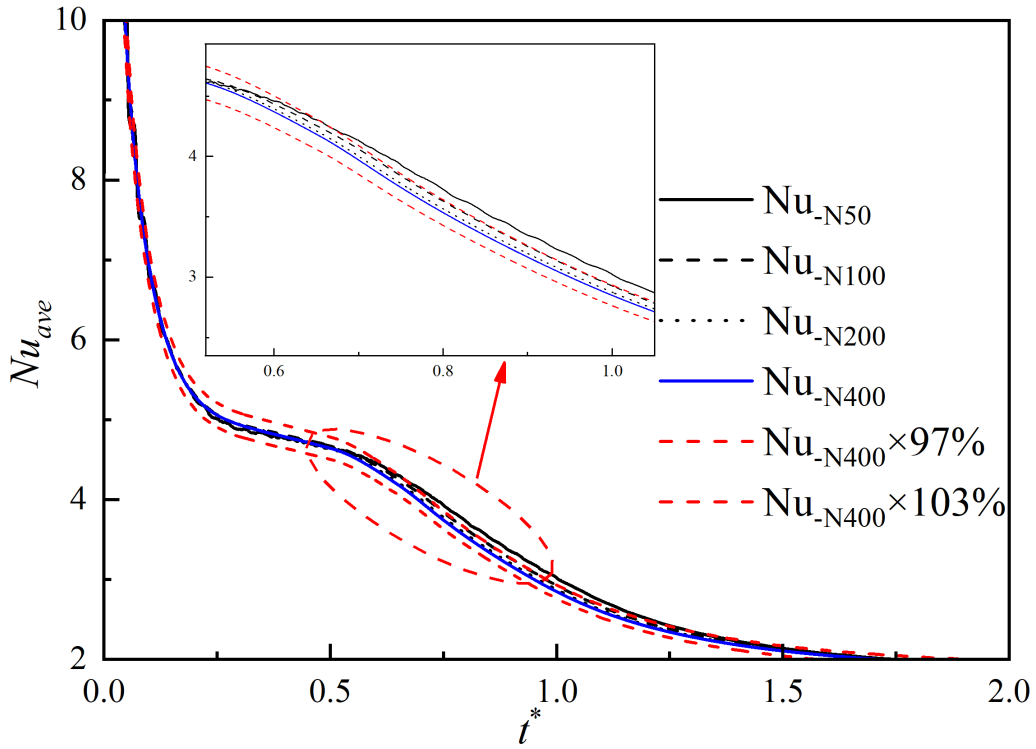


图 2-2 网格独立性验证

Figure 2-2 Grid Independence Verification

在本研究中，我们采用了格子 Boltzmann 方法来解决一维纯导热问题，并且对我们的模拟结果与其他人的研究^[53]进行了对比分析，结果如图 2-3 所示。通过本文设计的实验条件，我们观察到了两种不同数学模型的有所差异，但是差异不是太大，当无量纲时间 t^* 的值分别为 4、10 和 20 时，两种方法得到的结果误差分别为 1.9%、1.3%和 1.0%，这表明随着时间步长的增加，两种方法的结果逐渐趋于一致。在较短的时间尺度上，两种方法存在一定的差异，但在较长的时间尺度上，这种差异逐渐缩小，最终趋于稳定。除了对一维纯导热问题的验证，我们还进一步将我们的 LBM 模型应用于自然对流问题，并与门格尔的研究^[53]进行比较分析，图 2-3 给出了平均努塞尔数 Nu_{ave} 和液相率 f_l 的曲线随着 t^* 的变化，通过和门格尔研究进行对比，我们提出的 LBM 的误差小于 2%，这进一步证明了我们所建立的实验模型是可靠的，能够有效地描述自然对流过程。

总的来说，我们的模型不仅能够准确模拟一维纯导热问题，在自然对流问题上也表现出良好的可靠性和适用性，与已有研究结果的吻合程度很高。这为我们后续的研究工作提供了有力的支撑和保证。

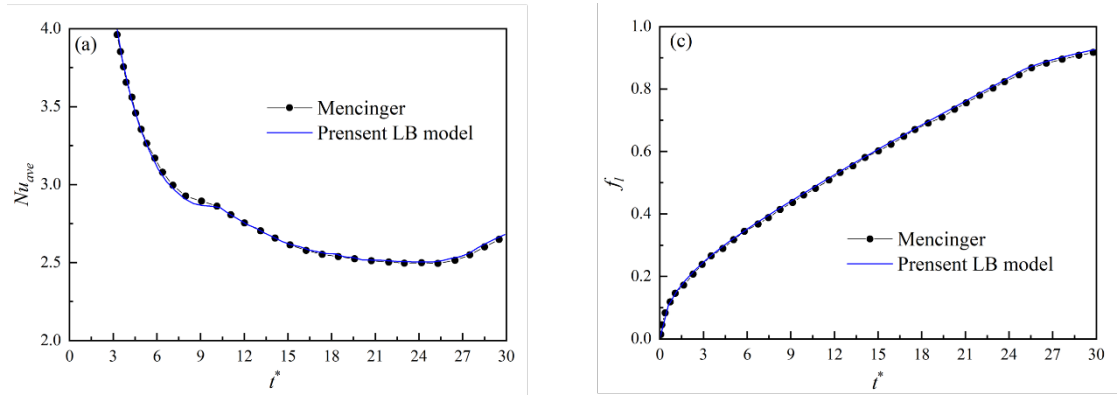


图 2-3 在 $Ra=2.5 \times 10^4$ 条件下, 平均努塞数 (a) 和液相率 (b) 随时间的变化

Figure 2-3 The variations of (a) average Nusselt number and (b) total liquid fraction

2.5 本章小结

本节通过对研究对象经过简化处理得到相关的物理模型, 并对边界条件做了一定的处理。讲述了由格子 Boltzmann 方程推导至宏观方程的过程, 并且进行了网格独立性验证, 通过和其他文献的研究结果进行对比分析, 验证了本文的设置模型可以应用于本文的研究内容。

3 数据处理

3 Results and Discussions

3.1 瑞利数的影响 (Effects of Rayleigh number)

瑞利数作为单元内部纳米相变材料熔化速度的关键参数之一，是流体力学中用于描述自然对流现象的一个重要无量纲数，其数值的大小直接决定了相变材料的熔化速率。该数值对整个系统的稳定性和效率有着显著影响，因此在设计和优化相关技术时必须予以优先充分考虑。本小节研究在多种分布结构条件下，瑞利数是如何影响纳米相变材料的熔化过程，不同分布类型下的各区域物理性质如表格 3-1 所示，具体的模型结构的分布和图 2-1 (c) 所示规则是一样的。

在这一小节中，使用 Al_2O_3 纳米颗粒作为纳米材料，体积分数设置为 φ 。为了确保模拟的准确性和可重复性，斯提芬数被设置为一个较为低的固定数值， $Ste = 0.1$ ，目的是可以保证热传导占据主要地位。进一步地，瑞利数被划定在 10^3 到 10^6 区间内变化。如前文所述，研究单元中与加热通道相连的边界被视为温度为 T_h 的恒定温度边界，其他三个边界都是绝热的，以避免任何形式的能量损失或对流现象。在初始阶段，纳米相变材料的状态为固体，温度保持 T_0 ，其内部的温度也被精确控制并保持不变。研究单元被分为四个区域部分，分别在 $x = L/2$ 和 $y = L/2$ 处放置两个独立的分离板，分离板的厚度接近于 0。此外还使用 100×100 的网格大小系统对所提出的数值模型进行了评估与评估。本节中使用的每种类型区域如表格 3-1 所示。

表格 3-1 类型 1~类型 4 各类型区域中纳米流体的体积分数

Table 3-1 The volume fraction of nanofluids in each type region of type 1 to Type 4						
	左上区域 纳米材料 体积分数	右上区域 纳米材料 体积分数	左下区域 纳米材料 体积分数	右下区域 纳米材料 体积分数	$\Delta\varphi$	类型名
类型 1	0.04	0.04	0.04	0.04	0.01	“0000”
类型 2	0.03	0.05	0.05	0.03	0.01	“0110”
类型 3	0.03	0.05	0.03	0.05	0.01	“0101”
类型 4	0.03	0.03	0.05	0.05	0.01	“0011”

无量纲参数计算如下：

$$T^* = \frac{T - T_m}{T_m - T_0} \quad (24)$$

$$t^* = \frac{\alpha t}{L^2} \quad (25)$$

这里的 T^* ， t^* 分别代表无量纲温度和无量纲时间， T_m 为纳米相变材料的相变温度， α 为热扩散率，单位是 $m^2 \cdot s^{-1}$ ， L 为研究单元的特征长度。

平均无量纲温度（ T_{ave}^* ）的计算公式如下：

$$T_{ave}^* = \frac{\sum_n T^*}{n} \quad (26)$$

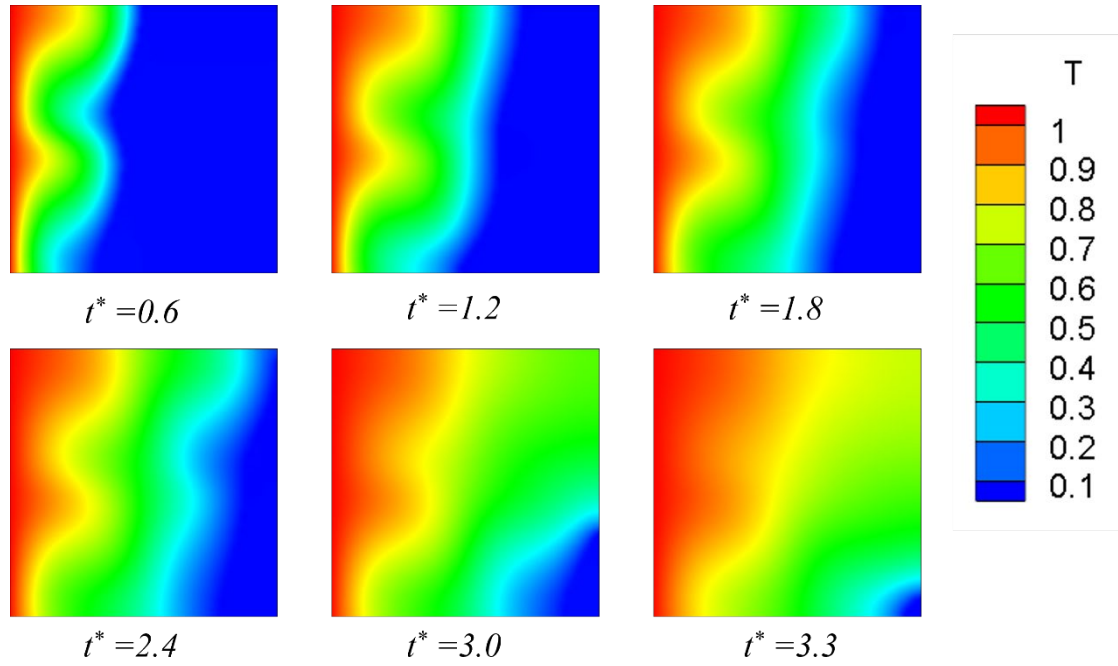
温度标准差（ σ_T ）计算公式如下：

$$\sigma_T = \sqrt{\frac{\sum_n (T^* - T_{ave}^*)^2}{n}} \quad (27)$$

图 3-1 展示了类型 1 在瑞利数等于 5×10^4 情况下， t^* 的值分别是 0.6、1.2、1.8、2.4、3.0、3.3 时的温度分布云图。实验单元的左侧区域被换热流体加热，加热温度始终处于 T_h ，单元内部的纳米相变材料被加热逐渐开始熔化，由固态变化也液态。由于受到浮力的影响，一个区域内已经变为液态的纳米相变材料沿着该区域方形腔体的底部向顶部进行流动，同时在固液相变交界面处，热量由液态传递给固态的纳米相变材料，促进固态材料的持续熔化，热量流向区域方形腔体的底部，这一过程形成了顺时针方向的自然对流运动。

仔细观察云图可以发现，在 $t^*=0.6$ 时，可以看到实验单元左上方和左下方两个区域的呈现出明显的特征现象，区域顶部出现了快速的熔化现象，而下部则显示出相对缓慢的熔化现象，这是由于区域内顶部纳米相变材料受到加热的影响发生相变并且发生向右侧移动，同时下部的由于浮力也会向顶部移动，因此顶部看起来熔化速度很快，而下部熔化速度较慢。但是在 $t^*=2.4$ 时，实验单元一直被加热，单元左侧两个区域的温度分布情况变得大致一致了，这说明随着时间的推移，整个区域的热量分布和流动模式趋于稳定，温度场也变得更加均匀。

值得注意的是，当上部的相变材料完全熔化之后，它逐渐地、缓慢地向右下角移动，最终实现相变材料完全液化。这一过程反映了纳米相变材料内部相态变化的复杂性以及在热交换中的动态行为。在整个温度范围内，这种动态的相态变化不仅揭示了相变材料在热传导和热力学作用下的响应，还为理解蓄冷系统提供了重要的物理机制。

图 3-1 类型 1 在处于不同 t^* 下的温度分布云图Figure 3-1 The temperature distribution cloud of Type 1 at different t^*

3.1.1 瑞利数对温度标准差的影响

图 3-2 使用直观的折现表达方法,展示了另外三种类型中各个区域纳米相变材料随着 t^* 变化时其温度标准差逐渐变化的过程,通过观察可以明显的发现在这些分布情况下,每种类型都存在着一个明显的极大值,这一点在图中得到了直观和明显的体现,温度标准差呈现急剧上升和快速下降两个阶段。

在本文设置的模拟工作条件下,热量从实验单元的左侧壁面向内部进行传递时,内部的纳米相变材料以显热的形式吸收热量,这导致局部区域的温度升高。在实验过程的初期,内部的纳米相变材料保持着温度为 T_0 ,随着时间的推移,当内部环境温度逐渐上升至一个特定的值时,即相变温度,实验单元内纳米相变材料从固相开始转变为液相。由于是对实验单元的左侧壁面进行加热,因此左侧的纳米相变材料熔化较早,融化速度也较快,当左侧纳米相变材料的发生熔化现象时,液相率上升的较快,单元右侧的两个区域内纳米相变材料仍旧主要通过感热的方式来吸收左侧区域传来的热量,导致了其液相率增加速度相对较慢。

当远离左侧区域的纳米相变材料的温度仍保持在初始温度 T_0 时,温度标准差会急剧上升,当内部纳米相变材料也达到相变温度时,此时纳米相变材料开始通过潜热的形式吸收大量的热量,由于相变过程中温度保持温度不变,因此温度标准差开始逐渐减少。在低瑞利数的情况下,传热的主要方式是导热,即通过分子间的摩擦或热辐射来进行能量转换,这种类型的传热通常涉及到缓慢、温和的过程,使得平均温度的上升速度相对较慢。但是在高瑞利数的情况下,传热的主要

方式是热对流，这是因为高温会激发更多的分子运动，导致热量迅速转移。通过观察我们可以发现在低瑞利数时平均温度的上升速度比高瑞利数低，造成高瑞利数温度标准差在较短的时间内可以快速上升，同时在当达到相变温度时，低瑞利数的温度标准差下降速度比高瑞利数的下降速度要慢。

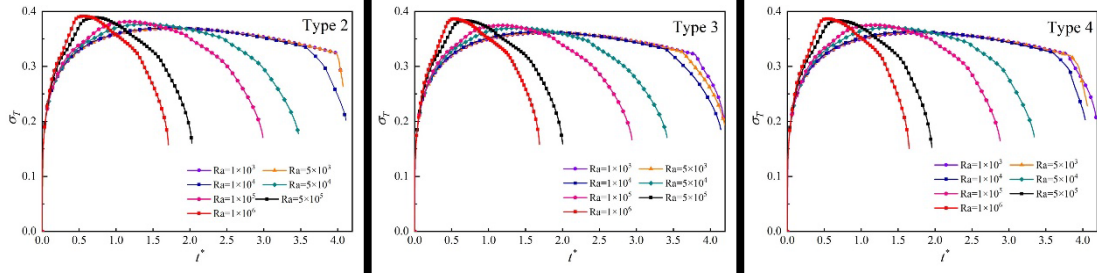


图 3-2 类型 2~类型 4 在不同 t^* 时的温度标准差

Figure 3-2 Type 2 ~ 4 in different t^* when the temperature of the standard deviation

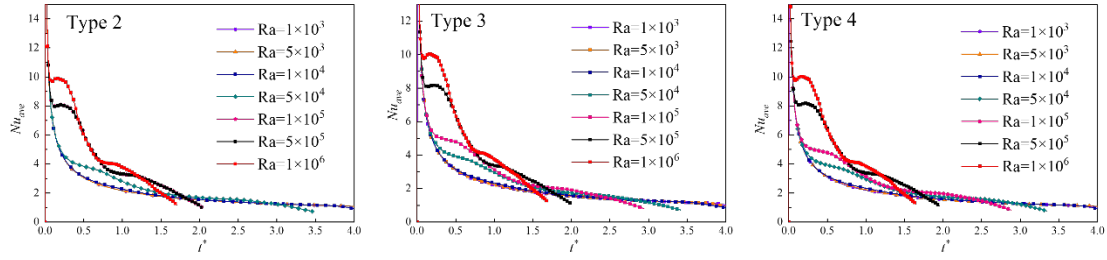
3.1.2 瑞利数对平均努塞尔数的影响

在深入探讨传热过程中，理解关键参数是至关重要的，而其中之一便是努塞尔数，其大小反映了流体对流传热的强度，努塞尔数的值越大，表示其对流传热相比与导热能力更强。这一参数不仅是评价系统对流导热率的核心指标，而且也是揭示和改进传热效果的关键所在。

平均努塞尔数计算公式为：

$$Nu_{ave} = - \int_0^1 \left(\frac{\partial T^*}{\partial x^*} \right)_{x^*=0} dy^* \quad (28)$$

下面开始分析在不同瑞利数条件下，实验单元左侧壁面处平均努塞尔数随时间的变化情况，这对于精确把握并优化换热过程至关重要。通过对该数值的分析，我们可以更好地认识到流体流动与传热的动态过程，为进一步的研究和应用提供了重要参考。我们仍旧设置瑞利数取值范围为 10^3 到 10^6 区间内变化。从图 3-3 可以看出，在瑞利数较小的情况下，纳米相变材料的导热能力占据的比例较大，平均努塞尔数的增长速率相对缓慢，这种现象反映出在瑞利数不高的环境中，热交换过程更为依赖于导热机制；在高瑞利数的情况下，对流换热占据比例比导热更大，所以平均努塞尔数的增长速率比较快。随着相变材料逐渐熔化，温度标准差会逐渐减少，对流换热强度逐渐下降，导致平均努塞尔数逐渐减少，并且瑞利数越大，减小的速度越快。

图 3-3 平均努塞尔数随 t^* 的变化Figure 3-3 Average Nusselt number at t^*

3.2 排列的影响 (Effects Of Arrangement)

在这一小节中研究 Al_2O_3 纳米颗粒在设置的不同的排列方式下的熔化情况。通过监测实验单元各个区域的纳米相变材料的液相率的变化,研究 Al_2O_3 纳米粒子在不同排布场景下的熔融行为,瑞利数被设置为 10^4 ,其他的参数设置以及区域的划分和命名方式与 2.1 节相同。本节使用的每种类型的区域体积分数如表格 3-2 所示。

表格 3-2 类型 5~类型 7 各类型区域的纳米流体的体积分数

Table 3-2 Type 5 to Type 7 Volume fractions of nanofluids in each type region

	左上区域 纳米材料 体积分数	右上区域 纳米材料 体积分数	左下区域 纳米材料 体积分数	右下区域 纳米材料 体积分数	$\Delta\varphi$	类型名
类型 5	0.05	0.03	0.03	0.05	-0.01	“0110”
类型 6	0.05	0.03	0.05	0.03	-0.01	“0101”
类型 7	0.05	0.05	0.03	0.03	-0.01	“0011”

3.2.1 类型内不同区域

本小节重点分析类型 1 到类型 4 所涉及的排列方式。主要分析每一个类型间四个区域内 fl 的变化。图 3-4 展示了在瑞利数等于 10^4 时,每个类型各区域部分的纳米相变流体的 fl 随无量纲时间变化的图像,图 3-5 则显示了类型 1 到类型 4 在 t^* 的值分别 1.0、2.0、3.0 和 4.0 时的实验单眼各个区域的温度分布云图。

结合图 3-4、图 3-5 可以简单的分析得出,类型 2 到类型 4 下的左上角区域的纳米相变材料融化速度最快,在 t^* 分别处于 0.9714、0.9714 和 0.93616 时,三个类型的左上角区域的 fl 的值快速增长变为了 1;其次左下区域融化速度也不慢,在 t^* 为 1.21317、1.09475 和 1.27317 时 fl 变为了 1。在左侧两个区域熔化的过程中,右侧两个区域的纳米相变材料几乎没有融化或者融化程度非常低,右侧两个区域的融化只有在左侧两个区域几乎完全融化时才会发生,随着时间的推进,右上角和右下角两个区域的 fl 最终也会变成 1,但是右上角的时间要早一些。

前面说过在流体热膨胀的作用下,已经变为液态的纳米相变材料会受到浮力而向上流动,形成顺时针方向的自然对流,出现上部快融,下部慢融的现象,这一点在图 3-5 也可以看到对应的现象。图 3-4 中黄色曲线代表了一个单元四个区域内平均液相率的变化情况,可以很明显可以看到,右边的两个区域是影响实验单元中纳米相变材料熔化速率的主要因素。

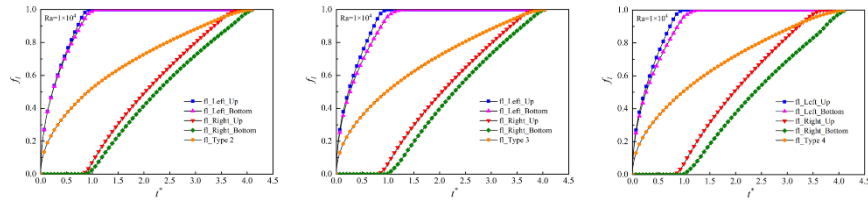


图 3-4 类型 2~类型 4 的 fl 随 t^* 的变化

Figure 3-4 Variation of fl at t^* between layouts

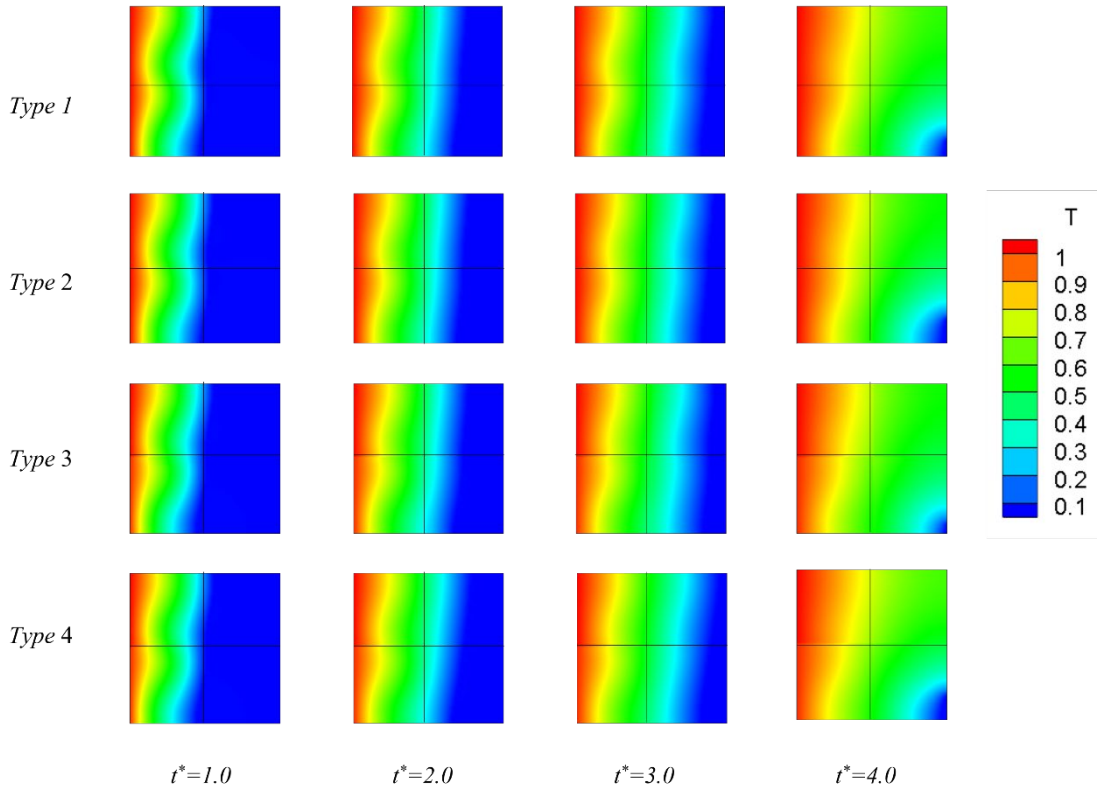


图 3-5 类型 2~类型 4 的不同 t^* 时云图分布

Figure 3-5 Type 2 ~ 4 different t^* when cloud distribution

3.2.2 类型间相同区域

在本小节中研究的时类型 1 到类型 7, 研究内容是不同类型之间相同区域内纳米流体对相变材料熔化速率的影响, 这里本节将类型 1 设置为对照组。图 3-6

显示了瑞利数等于 10^4 的条件下,研究类型的各个区域的 fl 随无量纲时间的变化,图 3-7 则显示了类型 5 到类型 7 型在 t^* 处于 1.0、2.0、3.0 和 4.0 时的温度分布云图。

下面结合图 3-6、图 3-7 对不同类型内的四个区域进行简单的分析。对于左上角区域,类型 2 到类型 4 的液相率的增加速率始终大于对照组,这是因为在这个三个类型中左上角区域内纳米流体的体积分数小于对照组,和左下角以及右上角出现的纳米流体的体积分数出现了差值,导致对流换热更加强烈,所以纳米相变材料融化速度更快,类型 5 到类型 7 相比对照组均有较低的 fl 增长速度,因为虽然和左上角以及右下角的纳米流体的体积分数出现了差值,但是它们的纳米颗粒体积分数过大,所以导致相变材料的融化速度较慢。对于左下方区域,类型 2、类型 6 和类型 7 的 fl 的增加速率都大于对照组,因为它的导热和传热能力更明显,所以纳米相变材料的融化速度更快。在右上方区域,类型 4、类型 5 和类型 6 的 fl 增加速率大于对照组,由于它们的纳米颗粒体积分数更小,所以它们的融化速度更快。在右下方区域,类型 2、类型 3 和类型 7 的 fl 增加速率均大于对照组,由于受到更强的上层对流和左测的传导传热,其融化速度更快。

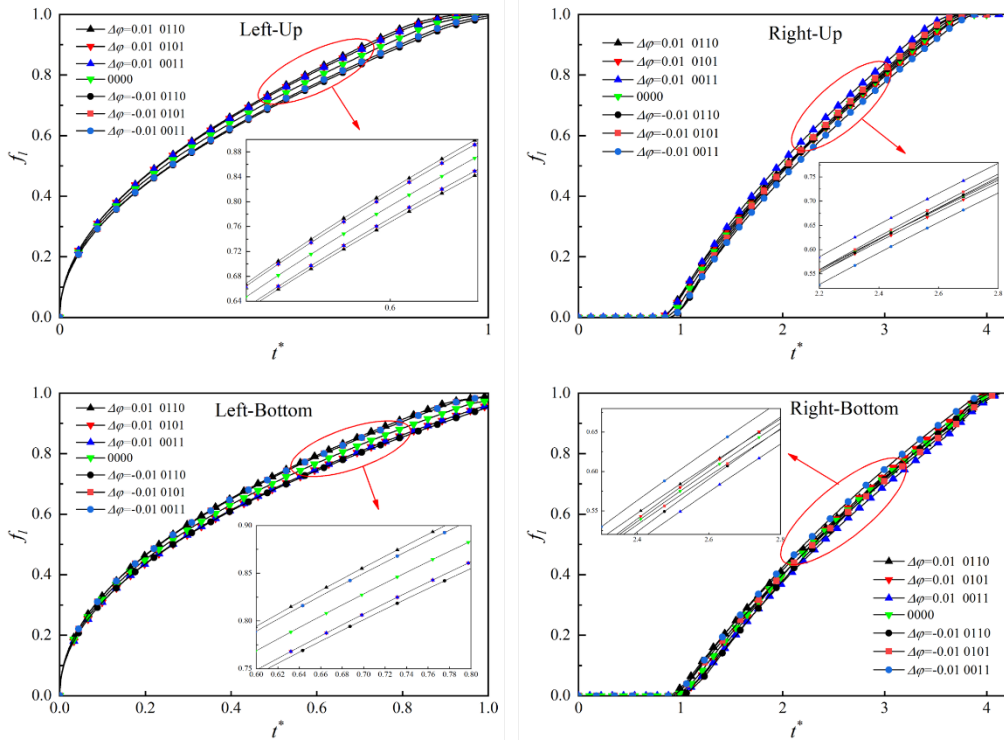


图 3-6 布局内 t^* 的 fl 变化
Figure 3-6 Variation of fl at t^* within layouts

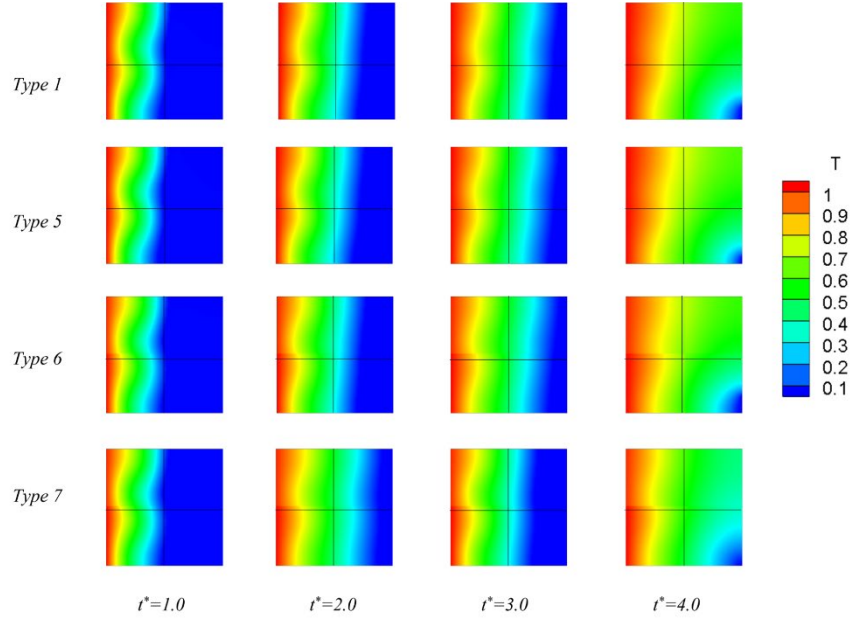


图 3-7 布局内 t^* 的 fl 变化
Figure 3-7 Variation of fl at t^* within layouts

上面对每种类型的四个部分熔化现象进行了简单的分析,为了更加准确的研究单元上下左右四个部分的熔化情况,对左、右、上、下四个区域的液体成分进行了分析。

左右两部分的比例计算公式为

$$K_1 = \frac{fl_{Right-Up} + fl_{Right-Bottom}}{fl_{Left-Up} + fl_{Left-Bottom}} \quad (29)$$

上下部分的比例计算公式为:

$$K_2 = \frac{fl_{Right-Bottom} + fl_{Left-Bottom}}{fl_{Right-Up} + fl_{Left-Up}} \quad (30)$$

通过观察图 3-8 可以发现, K_1 呈增长趋势, K_2 呈先减小后增大趋势。 K_1 呈增长趋势, 这是因为实验单元左侧壁面的加热使得左侧区域的纳米相变材料的熔化速度相对较快, 以至于很快就达到了稳定值, 但是由于右侧的纳米相变材料只有在左侧的完全熔化或者接近完全熔化的情况下才会可以熔化, 这段时间中右侧两个区域的 fl 是 0, 所以 K_1 在很长一段时间的值为 0, 随着时间的推移, 右侧区域的纳米相变材料在对流换热的作用下会缓慢融化至全部融化, 在这个过程中, 左侧两个区域的 fl 几乎已经变为稳定的值了, 由于右侧两个区域的 fl 在逐渐上升, 分子上升, 分母不变, 导致最终 K_1 逐渐达到 1。 K_2 呈现先减小后增大的趋势, 这是因为在开始时右侧两区域的纳米相变材料几乎没有熔化, 右侧的 fl 的值都是 0, 所以左侧两区域的熔化情况是此时 K_2 的主要影响因素。开始时左侧两部分保持几乎相同的熔化速率, 但是由于对流换热进行, 到达的热量聚集在左侧上部, 上部

的热量比下部的部分积累的热量快，使上部区域熔化速度加快， K_2 呈下降趋势。随着时间的推移，在 t^* 的值分别为 0.80399、0.8084、0.8085、0.89431、0.8899 和 0.8899 时，此时右侧两个区域开始熔化，右上角熔化趋势比右下角大，导致 K_2 下降的趋势开始减小。随着熔化的继续进行，在 t^* 处于 0.8062、0.9692、1.23352、1.38551、1.36349、3.4803 和 1.26877 时， K_2 开始缓慢上升，直至达到 1。在开始阶段，类型 6 和类型 7 的 K_2 大于 1，这是因为在 $\Delta\varphi = -0.01$ 条件下，左下角比左上角导热性更强，到这左下角的熔化速率快一些。

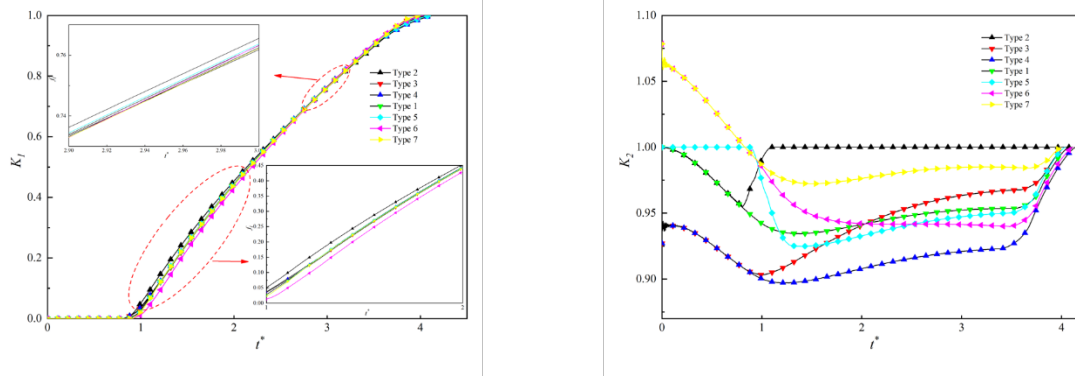


图 3-8 各个类型在 t^* 时左右部分和上下部分 fl 的比值
Figure 3-8 Ratio of left-to-right and top-to-bottom fls at t^*

3.3 体积分数的影响（Effects of Volume Fraction）

前面几节都是基于纳米流体体积分数量为 $\Delta\varphi = \pm 0.01$ 条件下进行讨论分析的。在这一小节中，仍旧使用图 2-1 (c) 所示的模型结构进行分析，但是实验单元各个部分纳米流体的体积分数的变化量不一样了。在本节中，仍旧使用类型 1 作为对照组，它的各个区域纳米颗粒体积分数不变， $\varphi=0.04$ ，下面分别研究 $\Delta\varphi = \pm 0.01$ 和 $\Delta\varphi = \pm 0.02$ 四种情况下的纳米相变材料熔化结果，此时瑞利数的设置的范围是 10^3 到 10^6 。本节增加了新的类型，具体类型的信息如表格 3-3 所示。

表格 3-3 类型 8 到类型 13 各类型区域的体积分数
Table 3-3 Type 8 to Type 13 Volume fractions of each type area

	左上区域 纳米材料 体积分数	右上区域 纳米材料 体积分数	左下区域 纳米材料 体积分数	右下区域 纳米材料 体积分数	$\Delta\varphi$	类型名
类型 8	0.02	0.06	0.06	0.02	0.02	“0110”
类型 9	0.02	0.06	0.02	0.06	0.02	“0101”
类型 10	0.02	0.02	0.06	0.06	0.02	“0011”
类型 11	0.06	0.02	0.02	0.06	-0.02	“0110”
类型 12	0.06	0.02	0.06	0.02	-0.02	“0101”
类型 13	0.06	0.06	0.02	0.02	-0.02	“0011”

相对完全熔化时间计算公式为:

$$\Phi = \frac{t^* - t_0^*}{t_0^*} \quad (31)$$

Φ 表示当前类型相对于对照组实现纳米相变材料完全熔化所需时间的相对值。根据函数(31)分析值代表的含义,负值意味着该类型比对照组在更短的时间内融化,负值越小意味着它融化得越快;正值意味着熔化时间大于对照组,正值越大意味着它熔化的速度越慢。本节仍旧采用 $\varphi - \Delta\varphi$ 的部分用数字 0 表示, $\varphi + \Delta\varphi$ 的部分用数字 1 表示,和之前条件和 $\Delta\varphi$ 为 ± 0.01 规定的一样,由于类型比较多,这里仍旧使用数字的组合来表示不同的分布。

图 3-10 出了类型 8~类型 10 型和类型 11~类型 13 型在瑞利数处于 $10^3 \sim 10^6$ 范围下的相对完全熔化时间的变化值。通过观察图可以发现,当 $\Delta\varphi = 0.02$ 时,类型 9 只有在瑞利数是 10^3 条件下,此时的 Φ 大于 0,在瑞利数 10^3 条件下, Φ 都小于 0,这是因为瑞利数处于较小值的条件下,对流传热能力比较弱,当瑞利数增加时,对流传热能力增强,导致熔化速率增加,最终导致完全熔化所需要的时间小于对照组。对于在我们规定的瑞利数范围内,类型 8 分布和类型 10 的分布的相对完全熔化时间均大于 0,并且当瑞利数小于 10^4 时,类型 10 比类型 8 的熔化速度慢,当瑞利数大于 10^4 时,类型 10 型分布比类型 8 型分布的熔化速度快。当 $\Delta\varphi = -0.02$ 时,由于对流传热比较弱,类型 11 在瑞利数等于 10^3 的情况下, Φ 大于 0,表明熔融时间相对较长,随着瑞利数的增加,对流增强,导致融化速度的增加,类型 11 型在较大瑞利数的情况下, Φ 都小于 0,表明熔化速度更快。类型 12 在我们规定的瑞利数的范围内 Φ 均大于 0,这表明该类型相对与对照组熔化速度变慢了。

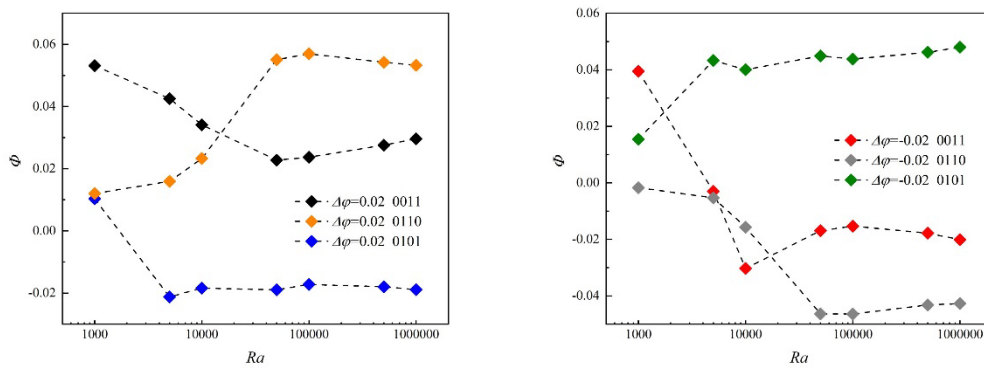


图 3-9 类型 8 到类型 13 的 Φ 折线图

Figure 3-9 A Φ line graph for types 8 through 13

上面只是简单的说明了一下设置的类型相对于对照粗实现完全熔化所需要的时间,下面具体的数值大小。在瑞利数为 5×10^3 、 10^4 、 5×10^4 、 10^5 、 5×10^5 、 10^6 情况下,类型 9 的熔化速率比对照组分别提高了 2.13%、1.84%、1.9%、1.72%、1.8%、1.89%,类型 11 熔化速率比对照组更快,分别提高了 0.0304%、3.03%、1.69%、1.53%、1.78%、2.01%。当瑞利数在 $10^3 \sim 10^6$ 范围内变化时,类型 13 分布的熔化速率比 1 型分别提高了 0.0172%、0.0531%、1.57%、4.64%、4.64%、4.32%、4.27%。

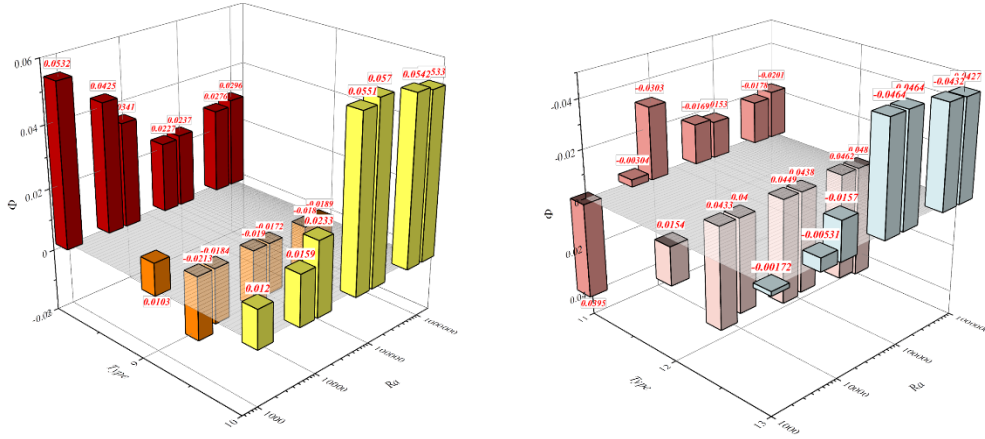


图 3-10 类型 8 到类型 13 的 Φ 确切值

Figure 3-10 Change of relative melting time with Rayleigh number

除此之外,实验单元左上区域和左下区域的纳米相变材料率先开始熔化,液相率的变化也是最大的,根据上一节分析出来的结论看,左上区域的对流换热要比左下区域强烈,对比分析类型 8 和类型 13 可以发现,增强左上区域和减小左下区域纳米颗粒的体积分数对实验单元的熔化具有促进作用,并且他们二者的差异越大,这种促进的效果越好,因此可以降低类型 10 和类型 12 的左下区域的纳米颗粒体积分数,增强实验单元的传热,更快地将热量传递到右侧两个区域。

下面需要对相同区域下不同纳米材料体积分数的熔化速率进行分析。观察图 3-11,类型 9 的 Φ 始终小于类型 3 的。在瑞利数 10^3 的条件下,类型 11 大于类型 5 的,但是一旦瑞利数变大,此时类型 11 的 Φ 要小于类型 5 的,和前面分析的一样,此时由于瑞利数较小导致对流换热不强。出于同样的原因,在瑞利数处于 10^4 之前,类型 13 的同样大于类型 7 的,但是其他的情况下,还是类型 13 要小于类型 7 的。总体而言,总体而言, $\Delta\varphi=0.02$ 情况下的完全熔化时间小于 $\Delta\varphi=0.01$ 情况下的完全熔化时间。

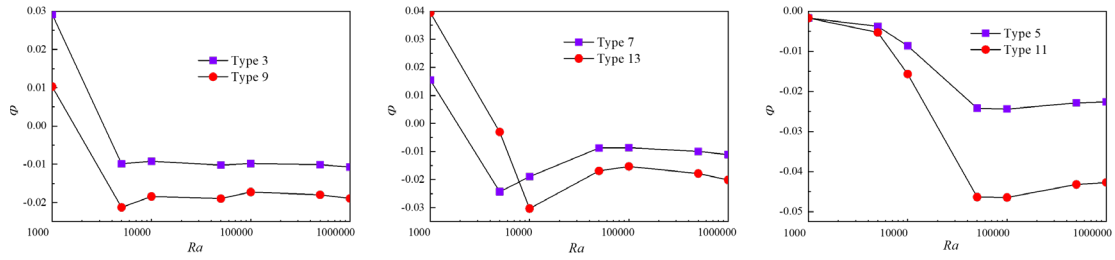


图 3-11 相对熔化时间随瑞利数的变化

Figure 3-11 Change of relative melting time with Rayleigh number

3.4 本章小结

本节对模拟的数据进行了分析和总结，分别讨论了瑞利数、排列方式和不同体积分数的纳米材料对传热是否具有增强作用。其中对于瑞利数分析了不同瑞利数对各种类型分布的影响；对于排列方式，分别从类型与类型间和不同类型间相同区域两个方面进行分析；由于上面的小节都是基于纳米材料的体积分数变化量 $\Delta\varphi = \pm 0.01$ 的基础上的，因此新增了另外一组变化量进行分析。

4 结论

4 Conclusions

本文提出了一种具有优化纳米相变材料的新型蓄冷系统。利用 LBM 研究了瑞利数、布置方式和体积分数对该系统的影响。这些分析可以有效地分析系统内部的流动和传热,从而合理地排列其他空腔中的纳米颗粒。同时,研究结果表明,用间隔片对纳米相变材料进行隔离,合理的间隔片布置有利于提高储能系统的热效率,且瑞利数越大,储能系统的响应越剧烈。

在瑞利数从 5×10^3 到 10^6 变化时,类型 2 下分布的熔化速率较快,分别比类型 1 增加了 2.13%、1.84%、1.9%、1.72%、1.8%、1.89%。在瑞利数从 5×10^3 到 10^6 变化时,类型 4 分布下的熔化速率比 1 型更快,分别增加了 0.304%、3.03%、1.69%、1.53%、1.78%、2.01%。与类型 1 相比,类型 6 下的分布具有更快的熔化速率,在瑞利数小于 10^3 处分别增强了 0.172%、0.531%、1.57%、4.64%、4.64%、4.32%、4.27%。综合分析左上角区域对流现象比左下角强,右上方和右下方区域的体积分数对熔化速率的影响不大,因此可以通过增加左上角的体积分数和降低左下角的体积分数来提高这种传热效率。

并根据本研究结果对工业生产产生有效的指导作用。但是,本研究结果是建立在间隔片与纳米相变材料相一致的基础上的,需要在一定的特殊条件下进行,在今后的研究过程中,考虑不同类型的相变材料和更多的排列对换热率的影响也是很有意义的。

参考文献

- [1] WAYTH N. 世界能源统计年鉴 [Z]. 2023
- [2] 杨宇, 刘毅. 全球资源分布不均衡必然导致能源流动 [J]. 国家电网, 2014, (10): 55-9.
- [3] 国志. 四大常规能源全球分布概况 [J]. 时事报告, 2003, (08): 76-7.
- [4] 高效制冷绿色先行 [J]. 标准生活, 2019, (06): 1.
- [5] 吕岩. 常规工况空调有机相变蓄冷材料研究 [D], 2017.
- [6] 时国华, 周文博, 王玉乔, et al. 冰浆存蓄含冰率优化研究进展 [J]. 低温与超导, 2024, 52(04): 31-9.
- [7] 贾雪姣. 相变蓄冷填充床的传热流动特性及堆积模式优化研究 [D], 2020.
- [8] 丁荣, 周波. 基于需求侧响应的水蓄冷空调经济性分析 [J]. 河北电力技术, 2023, 42(02): 20-3.
- [9] 安强, 郝学军. 冰蓄冷空调技术在北京某工程应用的经济性分析; proceedings of the 全国暖通空调制冷 2008 年学术年会, 中国重庆, F, 2008 [C].
- [10] CHEN G, SUN G, JIANG D, et al. Experimental and numerical investigation of the latent heat thermal storage unit with PCM packing at the inner side of a tube [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 152.
- [11] RAHIMI M, HOSSEINI M J, GORZIN M. Effect of helical diameter on the performance of shell and helical tube heat exchanger: An experimental approach [J]. Sustainable Cities and Society, 2019, 44: 691-701.
- [12] AL-MAGHALSEH M, MAHKAMOV K. Methods of heat transfer intensification in PCM thermal storage systems: Review paper [J]. Renewable & Sustainable Energy Reviews, 2018, 92: 62-94.
- [13] GURTURK M, KOK B. A new approach in the design of heat transfer fin for melting and solidification of PCM [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 153.
- [14] 冯晓平. 相变蓄冷空调系统运行策略及应用分析 [D], 2020.
- [15] 周文凯, 王赛羽. 相变储能材料在新能源领域的应用 [J]. 化工设计通讯, 2024, 50(02): 91-3.
- [16] 白静国. 建筑用相变蓄能材料研究现状与发展趋势 [J]. 科技和产业, 2024, 24(06): 226-34.
- [17] AGYENIM F, HEWITT N, EAMES P, et al. A review of materials, heat transfer and phase change problem formulation for latent heat thermal energy storage systems (LHTESS) [J]. Renewable & Sustainable Energy Reviews, 2010, 14(2): 615-28.
- [18] 李金平 王, 郭开华, 樊栓狮, 梁德青. 蓄冷空调技术及其发展方向探讨 [J]. 能源技术, 2003, (03): 119-21.
- [19] 谢奕. 共晶盐相变蓄冷材料与换热器性能的优化研究 [D], 2020.
- [20] 杨磊, 姚远, 张冬冬, et al. 有机相变储能材料的研究进展 [J]. 新能源进展, 2019, 7(05): 464-72.
- [21] 杜开明, 彭家惠, 李美, et al. 癸酸-月桂酸二元复合相变材料的相变特性研究 [J]. 广州化工, 2009, 37(04): 100-3.
- [22] ORTOP H F, SELIMEFENDIGIL F, COSANAY H. Analysis of phase change dynamics by using fin in a 3D tall cavity and modeling with artificial neural network [J]. Engineering Analysis with Boundary Elements, 2022, 145: 34-45.
- [23] IZADI M, HAJJAR A, ALSHEHRI H M, et al. Analysis of applying fin for charging process of phase change material inside H-shaped thermal storage [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2022, 139.
- [24] MOSTAFAVI A, JAIN A. Thermal Management Effectiveness and Efficiency of a Fin Surrounded by a Phase Change Material (PCM) [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 191.
- [25] KIM S H, HEU C S, MOK J Y, et al. Enhanced thermal performance of phase change material-integrated fin-type heat sinks for high power electronics cooling [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 184.
- [26] LIU Z, LIU Z, GUO J, et al. Innovative ladder-shaped fin design on a latent heat storage device for waste heat recovery [J]. Applied Energy, 2022, 321.
- [27] GUO J, WANG X, YANG B, et al. Thermal assessment on solid-liquid energy storage tube packed with non-uniform angled fins [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2022, 236.
- [28] DING P, LIU Z. Numerical investigation of natural convection enhancement in latent heat

- energy storage units with punched-fin and slit-fin [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2021, 163.
- [29] FENG W-C, DING B, ZHANG Y, et al. How can copper foam better promote the melting process of phase change materials [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2023, 187.
- [30] FAN R, ZHENG N, SUN Z. Enhanced photothermal conversion capability of melamine foam-derived carbon foam-based form-stable phase change composites [J]. *Energy Conversion and Management*, 2022, 263.
- [31] CHEN C, DIAO Y, ZHAO Y, et al. Performance prediction of a fin-metal foam-cold thermal energy storage device: Solidification [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 202.
- [32] DU Z, LIU G, HUANG X, et al. Numerical studies on a fin-foam composite structure towards improving melting phase change [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 208.
- [33] HE W, LIU X, QIU R, et al. A comprehensive approach combining gradient porous metal foam and the magnetic field to regulate latent heat storage performance [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2023, 227.
- [34] LIAO Z, XU C, REN Y, et al. A novel effective thermal conductivity correlation of the PCM melting in spherical PCM encapsulation for the packed bed TES system [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2018, 135: 116-22.
- [35] SHI J, AFTAB W, LIANG Z, et al. Tuning the flexibility and thermal storage capacity of solid-solid phase change materials towards wearable applications [J]. *Journal of Materials Chemistry A*, 2020, 8(38): 20133-40.
- [36] MAHDI J M, NSOFOR E C. Solidification enhancement of PCM in a triplex-tube thermal energy storage system with nanoparticles and fins [J]. *Applied Energy*, 2018, 211: 975-86.
- [37] WANG Q, WU C, WANG X, et al. A review of eutectic salts as phase change energy storage materials in the context of concentrated solar power [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 205.
- [38] WANG Q, WU C, SUN S, et al. Comprehensive performance of composite phase change materials based on ternary eutectic chloride with CuO nanoparticles for thermal energy storage systems [J]. *Solar Energy*, 2023, 250: 324-34.
- [39] WU C, WANG Q, WANG X, et al. Thermodynamic calculations and experimental studies of ternary molten salts for high-temperature thermal energy storage [J]. *Journal of Energy Storage*, 2023, 73.
- [40] WU C, WANG Q, SUN S, et al. Comprehensive thermal properties of ternary eutectic molten salt/nanoparticles composite phase change materials for high-temperature thermal energy storage [J]. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2023, 261.
- [41] CHOI S U S, EASTMAN J A. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles [J]. *Asme Fed*, 1995, 231(1): 99-105.
- [42] EASTMAN J A, CHOI U S, LI S, et al. Enhanced thermal conductivity through the development of nanofluids [J]. *MRS Proceedings*, 1996, 457: 3.
- [43] 吴金星, 曹玉春, 李泽, et al. 纳米流体技术研究现状与应用前景 [J]. *化工新型材料*, 2008, (10): 10-2+22.
- [44] 黄素逸, 李中洲, 黄锬剑, et al. 纳米材料在热管中的应用 [J]. *华中科技大学学报(自然科学版)*, 2006, (05): 105-7.
- [45] 何钦波. 纳米流体相变蓄冷材料的热物性及小型蓄冷系统特性研究 [D], 2005.
- [46] 闵琪, 段远源, 王晓东, et al. 非牛顿流体液滴铺展过程的格子 Boltzmann 模拟 [J]. *热科学与技术*, 2013, 12(04): 335-41.
- [47] 李健, 郑雯瀚, 洪芳军. 三维多孔吸液芯毛细特性孔隙尺度格子 Boltzmann 模拟 [J]. *工程热物理学报*, 2022, 43(03): 758-62.
- [48] 赵国晨, 孙浩森, 王先征, et al. 应用 D2Q9 格子玻尔兹曼模型研究超快激光传热过程 [J]. *山东建筑大学学报*, 2023, 38(05): 74-81.
- [49] DARZI A A R, FARHADI M, JOURABIAN M, et al. Natural convection melting of NEPCM in a cavity with an obstacle using lattice Boltzmann method [J]. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 2014, 24(1): 221-36.
- [50] LIN Q, WANG S, ZHANG L. Multi-scale modeling and investigation of thermo-fluidic performance of microencapsulated phase-change material slurry [J]. *Journal of Energy Storage*, 2021, 37.
- [51] XIA L, ZHANG P, WANG R Z. Numerical heat transfer analysis of the packed bed latent heat storage system based on an effective packed bed model [J]. *Energy*, 2010, 35(5): 2022-32.

- [52] 宣益民. 纳米流体能量传递理论与应用 [J]. 中国科学:技术科学, 2014, 44(03): 269-79.
- [53] MENCINGER J. Numerical simulation of melting in two-dimensional cavity using adaptive grid [J]. Journal of Computational Physics, 2004, 198(1): 243-64.