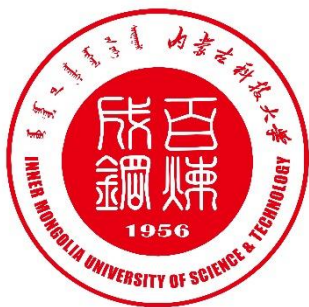


分类号: [TK-9] 密 级: 公 开
UDC: 学校代码: 10127



内蒙古科技大学

硕士学位论文

论文题目: 基于 LBM 的多孔介质中纳米流体的相
变传热的研究

英文题目: Study on phase transition heat transfer
of nanofluids in porous media based on
LBM

学 位 类 别: 土木水利硕士专业学位

研 究 生 姓 名: 季云飞 学号: 2021022370

学科(领域)名称: 土木水利

指 导 教 师: 李科 职称: 教授

2023 年 6 月 8 日

摘 要

在微电子技术迅速发展的当下，设备的热负荷承载量与日俱增，各国对于微尺度传热的需求也在逐年提高。热管是具有高热流密度的微型传热设备，其工作原理是使管内流体工质的相态发生改变以传导热量。现阶段，应用于热管的流体工质多为传统流体。由于传统媒介的导热性能低下，逐渐难以满足设备的换热需求。探索可以高效率传热的新工质，成为各国科学研究的重点。

纳米流体是将固体颗粒均匀地分散到液体中制成的一种固-液悬浮液。相较于传统流体，其热导率得到提高，热传递能力显著增强。格子 Boltzmann 方法是基于离散介质假设的一种介观数值模拟方法，可以较好地处理复杂边界条件，已在多相流领域和多孔介质微尺度流动领域中得到了广泛的应用。

本文使用格子 Boltzmann 方法模拟纳米流体在多孔介质微型热管中的相变传热情况。基于此，对已有的研究基础进行总结，分析出纳米颗粒对基础溶液的热物性所产生的影响规律，构建出相关的热物性预测模型，拟合出纳米流体的热物性参数。使用随机函数生成粒径为 100 微米~150 微米的孔隙率不同的多孔介质，分析出多孔介质的孔隙率、孔径、毛细力、流动阻力和渗透率的关系。将 Gong 提出的作用力形式与精确差分法结合，引入粒子间作用力，基于改进的 LBM 模型，耦合能量方程建立了双分布函数模型，以此作为基础分析出热物性不同的纳米流体在多孔介质微型热管中的相变传热情况。

研究表明，纳米流体可以有效强化热管设备的传热性能，在一定的浓度极限情况下，随着体积浓度升高，颗粒粒径减小，热管的传热性能得到增强。冷热源温度相差越大，即热源温度越高，冷源温度越低，热管的传热性能越好。在多孔介质区域中的流体流动有涡旋生成，即可能出现在多孔介质内部的湍流现象，孔隙率为 40%和 50%的多孔介质中出现的涡旋较多。孔隙率较高的热管温度均匀性更好。

本文分析了纳米流体在多孔介质微型热管中的相变传热性能，阐述了流体工质、冷热源温度和孔隙率对相变传热过程的影响，为纳米流体在吸液芯热管多孔介质内部的相变传热提供了新的研究思路，亦为后续新型流体工质的使用提供了理论依据。

关键词：格子 Boltzmann 方法；纳米流体；多孔介质热管；相变传热

Abstract

With the rapid development of microelectronics, the heat production capacity of equipment is increasing, which sends skyrocketing the demand for microscale heat transfer year by year in countries worldwide. Heat pipes, a kind of miniature heat-transfer device with high heat-flux density, conduct heat transfer by changing the phase state of the working fluids in pipes. At present, most working fluids used in heat pipes are traditional fluids, which, however, cannot meet the heat transfer needs of the equipment because of their low thermal conductivity. Exploring new working media with high heat transfer efficiency has become the focus of scientific research in recent years.

Nano-fluids are solid-liquid suspensions prepared by the homogenous dispersion of solid particles in a liquid. Compared with traditional fluids, the thermal conductivity and heat transfer capacity of nano-fluids are significantly higher. As a mesoscopic numerical simulation method based on the discrete medium hypothesis, the lattice Boltzmann method (LBM) can appropriately manage complicated boundary conditions and is widely used in the fields of multiphase flow and porous medium microscale flow.

In this thesis, the LBM was used to simulate the phase change heat transfer of nanofluids in a porous medium miniature heat pipe. Based on this, previous studies on nanofluids were summarized to analyze the laws regarding the influence of nanoparticles on the thermophysical properties of basal solutions, establish relevant models to predict thermophysical properties and fit various thermophysical parameters of nano-fluids. The random function was used to generate porous media with different porosities of 100 ~ 150 μm to analyze the relationship between the porosity, pore size, capillary force, flow resistance, and permeability of porous media. The inter-particle acting force was introduced by combining the particle acting pattern proposed by Gong with the accurate difference method and was coupled with the improved LBM model and energy equations to establish a pair distribution function model. Based on this model, the phase change heat transfer of nanofluids with different thermophysical properties in porous medium miniature heat pipes was analyzed.

This study shows that nanofluids can effectively improve the heat transfer performance of heat pipe equipment, which can be further strengthened with increasing volume

concentration and decreasing particle size at a certain concentration limit. Furthermore, larger temperature differences between heat and cold sources, i.e. higher temperature of the heat source and lower temperature of the cold source, lead to better heat transfer performance of heat pipes. In porous medium regions, vortices, namely turbulence that may occur in porous media, are formed during the flow of fluids and more vortices appear in the porous media when the porosity of the media is 40% and 50%. Heat pipes with higher porosity have better temperature uniformity.

This thesis analyzes the phase change heat transfer performance of nanofluids in a porous medium miniature heat pipe and investigates the influence of working fluid, the temperature of heat and cold sources, and porosity on the phase change heat transfer process. This thesis proposes a new research idea for the phase change heat transfer realized by nanofluids in porous medium of suction liquid core heat pipes and provides a theoretical basis for applying new working fluids in the future.

Key Words: *Lattice Boltzmann method; Nanofluids; Porous medium heat pipe; Phase change heat transfer*

目 录

1 绪论.....	1
1.1 选题背景及意义.....	1
1.2 国内外研究现状综述.....	2
1.2.1 纳米流体热物性研究现状.....	2
1.2.2 多孔介质研究现状.....	4
1.2.3 热管研究现状.....	5
1.2.4 格子 Boltzmann 方法研究现状.....	7
1.3 本论文研究的主要工作.....	8
1.4 本章小结.....	8
2 纳米流体热物性研究	9
2.1 纳米流体导热率模型研究	9
2.1.1 现有纳米流体导热率模型分析.....	9
2.1.2 纳米流体导热率数值拟合.....	13
2.2 纳米流体粘度模型研究.....	16
2.2.1 现有纳米流体粘度模型分析.....	16
2.2.2 纳米流体粘度数值拟合.....	20
2.3 纳米流体密度模型研究.....	22
2.3.1 现有纳米流体密度模型分析.....	22
2.3.2 纳米流体密度数值拟合.....	23
2.4 纳米流体比热容模型研究	23
2.4.1 现有纳米流体比热容模型分析.....	23
2.4.2 纳米流体比热容数值拟合.....	24
2.5 本章小结.....	25
3 格子 Boltzmann 方法基本理论.....	26
3.1 单相格子 Boltzmann 方法简介.....	26
3.1.1 模型的构建方法.....	26
3.1.2 基本模型介绍.....	26
3.2 多相格子 Boltzmann 方法简介.....	29
3.2.1 单组分多相伪势模型.....	29
3.2.2 多组分多相伪势模型.....	30
3.3 格子 Boltzmann 方法的边界条件.....	31
3.3.1 启发式格式.....	31
3.3.2 外推格式.....	33
3.4 格子 Boltzmann 方法的对比态原理及单位转化.....	35

3.4.1 基于相似理论的转换.....	35
3.4.2 基于对比态原理的转换.....	35
3.5 计算步骤.....	37
3.6 本章小结.....	37
4 基于格子 Boltzmann 方法的多孔介质热管相变传热模型研究.....	38
4.1 基于格子 Boltzmann 方法的多相流伪势模型.....	38
4.2 粒子作用力.....	40
4.2.1 粒子间作用力形式.....	40
4.2.2 引入作用力方法.....	42
4.2.3 非理想气体状态方程.....	43
4.3 能量方程模型.....	44
4.4 模型验证及拟合参数设置	46
4.4.1 模型验证.....	46
4.4.2 拟合参数设置.....	50
4.5 多孔介质的研究及生成.....	51
4.5.1 多孔介质研究.....	51
4.5.2 多孔介质生成.....	52
4.6 本章小结.....	52
5 基于格子 Boltzmann 的多孔介质热管中纳米流体的相变传热研究	53
5.1 热管内相变传热分析.....	53
5.1.1 热管蒸发端流体温度场及密度变化分析	53
5.1.2 热管冷凝端流体温度场及密度变化分析	54
5.2 纳米流体对热管的相变传热分析	56
5.2.1 纳米流体体积分对热管的相变传热分析	56
5.2.2 纳米流体颗粒粒径对热管的相变传热分析	57
5.3 热源温度对热管的相变传热分析	59
5.3.1 不同热源温度对热管的相变传热分析	59
5.3.2 不同冷源温度对热管的相变传热分析	61
5.4 多孔介质对热管的相变传热分析	63
5.4.1 不同多孔介质孔隙率条件对热管内的传热效果分析	63
5.4.2 热管流体在不同多孔介质孔隙率内的流动分析	65
5.5 本章小结.....	66
6 结论与展望.....	67
6.1 结论.....	67
6.2 展望.....	67
参考文献.....	68

1 绪论

1.1 选题背景及意义

在微电子技术迅速发展的当下，设备的热负荷承载量与日俱增，各国对于微尺度传热的需求也在逐年提高。如图 1.1 所示，电子设备在运行时会放出大量的热，如果热量在设备运行期间没有及时传递出去，电子元器件将受到损伤。过去的设备常使用叶片辅助设备传热，但这种方法会占用大量的空间，不利于特定情况下的安装和使用，开展热管传热研究具有其内在价值。



图 1.1 热管元器件及集成电子设备

热管由 gaugler^[1]在 1944 年首次提出，并由 grovert^[2]在 1990 年正式发明。如图 1.2 所示，根据其相变工作原理，热管流体在蒸发端吸热汽化后，经过横截面抵达冷凝端放热液化，再由毛细结构回流至蒸发端，完成传热周期^[3~5]。

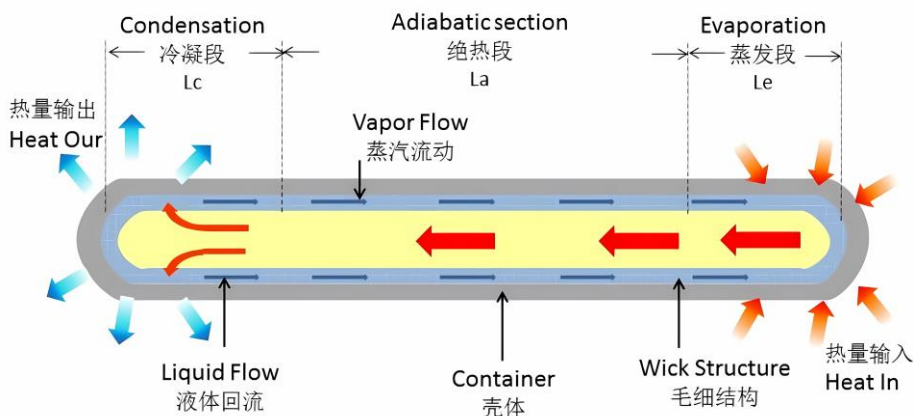


图 1.2 热管结构与运行原理

传统热管中的常用工质主要有水、醇、酮、苯、钠等流体。20 世纪 90 年代，Choi^[6]提出了纳米流体概念。相较于传统流体，纳米流体的热导率得到提高，热传递能力显著增强。然而现阶段，将纳米流体应用多孔介质微型热管中进行相变传热仍在理论上存在不足。

格子 Boltzmann 是研究流体流动、传热过程的一种方法，它使用了分布函数来研究流体的连续性和离散性以及宏观和微观的关系。在处理复杂边界条件的模拟仿真方面具有显著优势，在微尺度传热传质、多相流模拟等方面应用广泛^[7~18]。

本文以纳米流体作为研究对象，探究其在多孔介质中的相变传热特性。分析了纳米流体在多孔介质中的相变传热效率，阐述了流体工质、冷热源温度和孔隙率对设备传热所产生的影响，为纳米流体在热管中的相变传热提供一种新的研究思路，亦为后续新型流体工质的使用提供了理论依据。

1.2 国内外研究现状综述

1.2.1 纳米流体热物性研究现状

20 世纪 90 年代以来，纳米流体逐渐成为热力学领域的研究重点，研究表明其具有优秀的热流密度和导热性能，可有效增强热量的传递效率。因此，本小节对纳米流体的热物性进行了深度剖析。

1.2.1.1 导热率

导热率是衡量流体热传递能力的重要指标，大量学者对纳米流体的导热率进行了详细的数值模拟和理论研究，并对其适用条件进行了解释和说明，下面是几种经典的固-液混合介质导热率模型的适应性分析。

Maxwell^[19]假设悬浮液中的纳米颗粒是静止不动的，且没有团聚现象的发生，由此建立出了稀相牛顿液体导热率的基础预测模型，给出了体积分数 $\leq 1\%$ 的悬浮液的导热率的预测结论。但 Maxwell 模型对高浓度及不规则的纳米颗粒外貌的导热率预测不够精准，故而存在一定的局限性。Bruggeman^[20]考虑了固体颗粒在基础溶液中的分布情况，提出了自由随机分布的固体球形颗粒悬浮液的导热率的预测模型。Hamilton 等^[21]考虑了纳米颗粒的外貌对导热率所产生的影响，提出了改善的 Maxwell 导热率模型。当纳米颗粒为球形时，H-C 模型即为 Maxwell 导热率模型，但其仍然没有考虑到界面的热阻，故而存在一定的局限性。Wasp^[22]考虑了多组分对流体导热率的影响，在 H-C 模型的基础上完成了双组分纳米流体的导热率模型。Hashin-Shtrikman^[23]考虑到可能会改变导热率变化但无法量化的其它因素，故而使用了上限和下限组合的方法概括出了导热率的波动范围，由此建立了导热率的预测模型。

Jeffery^[24]考虑了高次项随机分散的球形颗粒相互作用的情况，假设了悬浮颗粒静止在导电液中建立了导热率模型。Davis^[25]应用 Green 函数理论研究了悬浮液的传热

特性,提出了新的导热率预测模型。其考虑到了高体积浓度的情况下,颗粒间存在的相互作用,但并没有考虑界面热阻,故而存在一定的局限性。Lu 和 Lin^[26]考虑了颗粒外貌对导热率的影响,提出了适用于高体积浓度纳米流体的导热率模型。

此外,基于试验拟合出新的纳米流体导热率模型,由于其不具有纳米流体的普遍适应性,故在此处不做过多阐述^[27~35]。

1.2.1.2 粘度

粘度是衡量流体传质能力的重要指标,大量学者对纳米流体的粘度进行了详细的数值模拟和理论研究,建立了粘度预测模型并对其适用条件给出了解释和说明。Einstein^[36]建立了低浓度固-液悬浮液粘度预测模型,为后续纳米流体粘度模型的研究奠定了基础。Brinkman^[37]考虑了纳米颗粒作用,在 Einstein 粘度模型的基础上提出了可用于预测中高浓度球形纳米流体的粘度模型。Bicerano^[38]考虑了球形颗粒的相互作用,建立了纳米流体粘度模型。Batchelor^[39]基于 Stokes 流动问题中的互易定理理论,考虑到流体的动力学效应以及纳米颗粒的布朗运动和相互作用对流体粘度的影响,对纳米流体粘性进行了预测。Krieger^[40]考虑了纳米颗粒间的相互作用,建立了高体积浓度纳米流体的粘度预测模型。Saito^[41]考虑了纳米颗粒的布朗运动,建立了粒径较小的纳米流体粘度的预测模型。Lundgren^[42]考虑到纳米颗粒的分布随机性,预测了稀相悬浮液的粘度。

此外,基于试验拟合出新的纳米流体粘度模型,由于其不具有纳米流体的普遍适应性,故在此处不做过多阐述^[43~50]。

1.2.1.3 密度

密度是流体重要的物理性质,在提高装置的能效、优化整个系统的设计、有效利用废热等方面,都离不开流体工质的密度数据^[51]。现阶段对于纳米流体密度的模型研究较少,其中主要研究如下。Pak 和 Cho^[52]构建出的纳米流体密度模型,是现有纳米流体密度预测的主要模型。

Wo 等人^[53]测量了水基纳米流体的密度(0-1.5vol%)验证了 Pak 和 Cho 模型,证明了该模型的可靠性。Liu 等^[54]研究了石墨烯纳米流体密度,结果表明其密度随温度的升高而降低。袁雪^[55]使用了碳管纳米颗粒,添加了 DB、CTAC、SDS 和 Tx-100 四种不同类型的分散剂,制备出 CNTs 水基纳米流体。探究了碳管纳米流体的密度、导热率、粘度等热物性质。结果表明,当碳管的质量分数增加时,其导热率和粘度也有所提高。其密度随温度的升高而降低,随浓度的升高而升高。

管延祥^[56]以 $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ 纳米流体作为热管工质,研究了纳米颗粒对流体的热物

性和热管传热能力的影响。结果表明,当 $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ 纳米流体的浓度增加时,其密度也相应增加。与基础溶液相比,纳米流体的传输因素提高了 3.2%~14.9%,更适合作为热管工质。

1.2.1.4 比热容

目前的纳米流体研究中,常使用传统的有效比热容模型来预测流体物性^[57]。Pak 和 Cho^[58]首次提出了水基纳米流体的比热容预测模型。Xuan 和 Roetzel^[59]基于已有文献中纳米流体的热物性数据,对 Pak 和 Cho 所提出的计算模型进行了数据修正,总结出了新的纳米流体比热容预测模型。Zhou 等^[60]考虑了基础溶液和纳米流体的体积分数及其颗粒密度,基于 Pak 和 Cho 所提出模型推导出了改进模型。Sekhar 和 Sharma^[61]在总结了过往研究中的 $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ 、 $\text{CuO-H}_2\text{O}$ 、 $\text{SiO}_2\text{-H}_2\text{O}$ 和 $\text{TiO}_2\text{-H}_2\text{O}$ 纳米流体试验数据,拟合出了新的比热容预测模型。

沈向洋等^[62]制备了丙二醇基氧化铝纳米流体,并研究了其热物性。研究发现,当纳米流体温度升高时,其粘度下降,而比热容增加。纳米流体的导热率和粘度与基础流体相比都有所提高。

综上所述,纳米颗粒可以改变基础溶液的热物性。与基础溶液相比,纳米流体具有更高的热流密度和传热性能。

1.2.2 多孔介质研究现状

由多孔介质提供的毛细力有助于提高热管的换热效率,并且改善流体的抗堵塞性能。以下是纳米流体在多孔介质中的传热传质特性研究,以及多孔介质在传热设备中应用的主要研究。

1.2.2.1 纳米流体在多孔介质中的传热传质特性

陈田田^[63]以导热系数高于普通冷却介质的 $\text{TiO}_2\text{-H}_2\text{O}$ 纳米流体作为待测冷却介质,研究了纳米流体在多孔介质中的传热和传质特性。结果表明,多孔介质可以有效提高纳米流体的传热效率。当多孔介质的孔隙率相同时,其内部的孔密度越大,多孔散热器的传热性能就越好。

彭爱夏等^[64]研究了 $n\text{TiO}_2$ 团聚、多孔介质粗糙度、流体速度、颗粒浓度和粒径等因素对纳米颗粒在多孔介质中迁移的影响。结果表明,颗粒团聚度越高,渗透率越低;纳米颗粒浓度越高,其渗透率就越低。此外,表面粗糙的多孔介质可以吸附更多的纳米颗粒,从而降低纳米颗粒的渗透率;粒径较小的多孔介质也会使纳米颗粒的渗透率降低。流体的速度越高,颗粒的渗透率就越高。

1.2.2.2 多孔介质在热管中的传热特性

韩冶等^[65]建立了流体三相耦合的数学模型,研究了钾热管的传热传质机理,分析了液体流动对多孔介质热管传热的影响。研究发现,多孔介质吸液芯中液体沿轴向从冷凝端到蒸发端的流动过程中存在较大的压降,这表明毛细力主要克服液体在吸液芯中流动的阻力,对流体流动起着重要作用。

黄斌^[66]研究了填充多孔介质的管式换热器耦合传热特性。结果表明,无论管式换热器内的流体是顺向流动或是逆向流动,多孔介质都可以有效地强化管式换热器的传热特性。套管换热器内管填充多孔介质耦合换热特性可以为提升套管换热器的换热效率和研究新紧凑型换热器提供依据,具有研究应用价值。

由上述研究可以得出,多孔介质提高了热管的抗堵塞性能,其提供的毛细力有效地克服了热管冷凝端液体回流到蒸发端过程中的水头损失,减少了热管的流动阻力,极大增强了流体的流动性能,以此提高了热管设备的传热能力。

1.2.3 热管研究现状

在微电子技术迅速发展的当下,设备的热负荷承载量与日俱增,各国对于微尺度传热的需求也在逐年提高。在设备运行过程中,如果热量传递不及时,电子元器件将受到损伤。传统换热设备由于体积较大,受到安装空间的限制,故各国相继开展了微型热管的传热研究。

1.2.3.1 微型相变热管的运行特性研究

现阶段应用最为广泛的微型热管有脉动热管、微槽平板热管等。魏智康等^[67]使用三维非稳态数学模型比较了脉动热管和微槽平板热管在相同的散热空间和热流密度工况下的热阻、平均壁面温度和壁面温度的均匀性。结果表明,相较于微槽平板热管,波纹脉动热管热阻更低,传热性能更好。波纹脉动热管蒸发端稳态平均壁面温度较低,且随热流密度的增加优势更为明显。波纹脉动热管蒸发端的壁面温度均匀性在空间尺度上较好,且在热流密度较高的情况下优势显著,但在时间尺度上的变化也相对剧烈。

郭浩^[68]使用新型研究方法探讨了热管内的相变传热过程,根据相分离原理,在热管中构造了合理的相分离结构。结果表明,孔径不同的多孔介质管芯可以较好地分离气相与液相。其大孔为蒸汽的外溢提供了空间,而小孔则保证了液体的吸入,确保了沸腾表面的液体供应。针对热管冷凝液难以脱出的问题,使用了超亲水吸液乳突结构,使其对冷凝液进行抽吸,从而实现冷凝液与冷凝壁面分离的目的。解决了热管蒸发端气体溢流与液体填充的矛盾,以及冷凝端液膜热阻高的问题。

1.2.3.2 纳米流体对热管传热特性研究

杨文斌等^[69]研究了纳米流体的质量浓度、热管的充液率以及颗粒的粒径对热管换热的影响。结果表明,当流体的质量分数为 1.5%、充液率为 32%、粒径为 15~20 nm 时,热管的传热效果最好,因此判断出纳米颗粒可有效强化设备的传热效率。

张云峰等^[70]针对 $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-H}_2\text{O}$ 纳米流体,研究了其在重力热管中的传热性能,并测试了在不同的输入功率、充液率和流体浓度工况下热管的外壁温度。结果表明,液体充液率为 50%、输入功率为 40W 时,水基溶液重力热管和纳米流体重力热管的等效对流换热系数最高;当纳米流体质量分数为 1.0%时,重力热管的等效对流换热系数最高,与基础溶液相比,热管的等效对流换热系数最多可以提高 79.10%。将 $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-H}_2\text{O}$ 纳米流体应用于重力热管中,可以有效降低热管热阻,提高传热性能,因此判断出 $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-H}_2\text{O}$ 纳米流体是应用于热管传热的优良介质。

1.2.3.3 外部热源布置及其位置研究

钱文瑛^[71]针对高热负荷设备的散热问题,提出了新的散热模块设计思路,结合实际工况对离散热源的散热效果及其影响因素进行了分析,对热源的相对位置、功率等主要影响因素进行了试验研究。这种思路可以适应有限的散热空间和冷热源位于不同层面的工作条件。数值模拟结果表明,散热器组件中热管的布置和传热性能对热控制效果有很大影响。若将功率较高的热源布置得更靠近冷凝端或适当增大热源中心距离,可显著降低热管表面测点的最高温度,提高温度均匀性。同时,经过冷凝端的重力弯曲和适当的工作温度,可以在一定程度上改善热管传热性能。因此在器件布局和冷却元件的设计中,要综合考虑热管和加热元件的相对位置和整体结构对热控效果的影响。

宋吉等^[72]研究了热源位置对热管换热的影响。结果表明,当单一热源位于蒸发端上部时,热管中蒸发冷凝的长度将被缩减,热管的传热性能得以增加。这与热源布置在蒸发端中部或下部时相比较,更有利于热管的传热。

由上述研究可以得出,热管的传热效率主要受冷热源位置和数量、流体种类及管内结构构造等因素的影响。冷热源布置的位置对热管的传热性能有所影响,当热源较多且相对分散时,功率较高的热源应布置得更接近冷凝端,而当热源较少或者为单一热源时,则应布置在蒸发端上部;热管内流体介质本身的传热性能也会影响热管设备的传热性能,使用传热性能优异的流体介质可以提高热管设备的传热效率;在热管内填充多孔介质,改变管内结构构造,可以增强管内流体的流动性能,提高热管的换热能力,这为本文的热管传热研究提供了理论思路。

1.2.4 格子 Boltzmann 方法研究现状

格子 Boltzmann 方法是基于离散介质假设的一种介观数值模拟方法。与传统的仿真计算方法有所区别, 格子 Boltzmann 方法可以较好地处理复杂边界条件的流体运动, 描述了底层粒子的作用, 在多组分、多相流等复杂的流体系统仿真计算领域具有优势。其中, 伪势 (S-C 模型) 模型在多相流仿真领域中得到了广泛的应用, 有望成为格子 Boltzmann 的主流多相流模型。

伪势 (S-C 模型) 模型使用有效质量来表述颗粒间的作用力, 流体运动情况可以经过函数来表达, 后由于粒子作用力阈值的突破, 造成其与动量方程不符, 所以需要优化现有的速度分布函数。S-D 模型优化了分子间作用力, 使用 Enskog 理论表示碰撞力、使用平均场近似法表述引力, 这种方法更为贴近现实, 成为了成熟的方法。后来 Zhang 在 S-D 模型的基础上, 考虑了体积力的作用, 建立了 Zhang 模型。

随着多相流流动现象的研究不断深入, 计算流体技术的水准也在快速发展。使用流体计算仿真的方法预估设备传热传质效果, 相较于传统物理试验研究具有显著优势。其主要表现在使用机械计算资源补足人力资源, 省时省力, 且可执行程度高, 尤其在瞬态蒸发沸腾领域的流体表征难以通过物理试验所轻易实现。

然而, 随着所研究的问题不断复杂化, 微观流动及多相流流动领域的研究往往无法使用传统计算流体力学解决。根据系统微观与宏观的联系可知, 系统在物理层面上的宏观动力学行为是各相微观作用的表现, 对于宏观复杂流体问题的求解可以建立在微观流动的研究基础上。格子 Boltzmann 方法直接描述了底层粒子的运动, 在处理复杂工程的两相流模拟仿真方面具有显著优势, 使复杂流体问题的求解成为可能。以下主要为基于格子 Boltzmann 方法的流体在微观领域中流动的特性研究。

1.2.4.1 纳米流体在格子 Boltzmann 中的应用

袁俊杰^[73]使用格子 Boltzmann 方法研究了氧化铝纳米流体沸腾时的气泡生长和脱离行为。研究表明, 与基础溶液对比, 纳米颗粒使流体的表面张力增大, 这使纳米流体中气泡的脱离直径增加。纳米流体与纯水的气泡脱离时间与重力变化的应变趋势具有趋同性, 当重力增加时, 纳米流体与纯水的气泡脱离时间差异减小。随着纳米流体浓度增加和颗粒粒径的减小, 气泡脱离时间也将逐渐缩短。

卢巧颖^[74]使用了格子 Boltzmann 方法, 研究了方腔中颗粒外貌不同的纳米流体的热毛细对流强化传热效果, 分析了纳米流体浓度、颗粒外貌、马赫数等因素对纳米流体的热毛细对流传热影响。结果表明, 长径比 (长度/直径) 对纳米流体的传热具有重

要影响, 其形状因子越大, 平均 Nu 数也越大。当流体浓度增加时, 棒状、盘状和正方体状的纳米颗粒均会使热毛细对流传热的平均 Nu 数减少, 球状纳米颗粒条件下热毛细对流传热的平均 Nu 数增加。马赫数越高, 热毛细对流的自由表面速度越高, 对流换热效果也将有所增强。

1.2.4.2 多孔介质在格子 Boltzmann 中的应用

韩云璽^[75]使用格子 Boltzmann 方法研究了岩土吸热过程中多孔介质气液相变和内部的流动情况。结果表明, 多孔介质的孔隙率越大, 对初始相变的发生和后期气相的流动、气液相变及传热的阻碍就越小, 其稳态时的平均速度和平均热流密度就越大, 越有助于气液相变传热。

由上述研究可以得出, 格子 Boltzmann 方法被广泛应用于多相流及多孔介质微尺度流动数值模拟研究领域, 然而在格子 Boltzmann 微尺度相变传热方面尚有研究空间。本文基于改进的 LBM 模型, 耦合能量方程建立出双分布函数模型, 结合多孔介质构造出 LBM 微尺度相变传热模型为此类问题扩充了研究思路。

1.3 本论文研究的主要工作

(1) 纳米流体的热物性参数拟合

在已有的纳米流体的研究基础上进行了归纳总结, 根据纳米流体的热物性预测模型, 完成对纳米流体的热物性参数拟合。

(2) 随机函数法生成多孔介质

使用随机函数生成粒径为 100 微米~150 微米的孔隙率不同的多孔介质, 分析出多孔介质的孔隙率、孔径、毛细力、流动阻力和渗透率的关系。

(3) 纳米流体在多孔介质热管中相变传热的模拟

将 Gong 提出的作用力形式与精确差分法结合, 引入粒子间作用力, 基于改进的 LBM 模型, 耦合能量方程建立出双分布函数模型, 以此为基础分析了热物性不同的纳米流体在多孔介质微型热管中的相变传热情况。

1.4 本章小结

本章描述了研究的背景和意义, 针对纳米流体总结了与其热物性相关的预测模型, 探究了纳米流体在热管中的作用, 归纳出现阶段在多孔介质内相变传热过程中仍然存在的问题, 提出了本文的研究内容和方向。

2 纳米流体热物性研究

机械电子、化学化工、冶金热能、材料科学及航空航天等领域都普遍存在着热量传递,热量综合传递效率对工业技术进步起着至关重要的作用,这使得强化换热技术的研究受到各国的广泛重视。

然而现阶段,传统换热技术的热流密度普遍较低,设备的综合换热性能仍无法全面满足工业高效传热发展的新需求。探索可以高效率传热的新工质,成为各国科学研究的重点。以导热率高、传热性能好的新型流体工质替换传统流体工质,对于现阶段的设备强化换热技术发展具有重要意义^[76,77]。

纳米流体是将固体颗粒均匀地分散到液体中制成的一种固-液悬浮液。相较于传统流体,纳米流体的热导率得到提高,热传递能力显著增强,这使其成为流体热力学传热领域的研究重点。

本章基于现有的纳米流体热物性的经验模型,预测出水基铝纳米流体热物性的性能参数。再结合已有对纳米流体热物性的试验结论与经验模型拟合,综合分析出纳米流体热物性的变化趋势,为研究流体工质热物性对热管换热效率所产生的影响提供了理论依据。

2.1 纳米流体导热率模型研究

导热率是衡量流体热传递能力的重要指标,科研人员对其进行了详细的理论研究和数值模拟,建立了导热率预测模型并对其适用条件给出了解释和说明。本小节基于已有模型对纳米流体导热率进行了预测,并给出物性变化趋势。

2.1.1 现有纳米流体导热率模型分析

2.1.1.1 经典的固-液两相混合介质导热率模型

2.1.1.1.1 Maxwell 模型

Maxwell^[19]假设了固体粒子在液体中不发生团聚现象,也没有沉淀析出,提出了稀固-液悬浮液(体积分数小于1%)的导热率预测模型,其理论计算模型如式2.1所示:

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_p + 2k_f + 2\phi(k_p - k_f)}{k_p + 2k_f - \phi(k_p - k_f)} \quad (2.1)$$

2.1.1.1.2 Bruggeman 模型

Bruggeman^[20]考虑了固体颗粒在基础溶液中的自由随机分布情况, 提出了球形固体颗粒在自由随机分布下的导热率预测模型, 其理论计算模型如式 2.2 所示:

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{(3\varphi-1)\frac{k_p}{k_f} + [3(1-\varphi)-1] + \sqrt{\left[(3\varphi-1)\frac{k_p}{k_f} + [3(1-\varphi)-1]\right]^2 + 8\frac{k_p}{k_f}}}{4} \quad (2.2)$$

2.1.1.1.3 H-C 模型

Hamilton 等^[21]考虑了纳米颗粒的外貌对导热率的影响, 提出了改善的 Maxwell 导热率模型, 其理论计算模型如式 2.3 所示:

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_p + (n-1)k_f - (n-1)\varphi(k_f - k_p)}{k_p + (n-1)k_f + \varphi(k_f - k_p)} \quad (2.3)$$

2.1.1.1.4 Davis 模型

Davis^[25]根据 Green 函数理论研究了悬浮液的传热特性, 提出了新的导热率预测模型, 其理论计算模型如式 2.4 所示:

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = 1 + \frac{3(k-1)}{(k+2) - \varphi(k-1)} [\varphi + f(k)\varphi^2 + O(\varphi^3)] \quad (2.4)$$

式中, 当 $k=10$ 时, $f(k)=2.5$, 当 $k=\infty$ 时, $f(k)=0.5$ 。

2.1.1.1.5 Lu 和 Lin 模型

Lu 和 Lin^[26]考虑了颗粒外貌对导热率的影响, 提出了适用于高体积浓度纳米流体的导热率模型, 其理论计算模型如式 2.5 所示:

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = 1 + a\varphi + b\varphi^2 \quad (2.5)$$

其中, a 、 b 为修正系数, $k=10$, $a=2.25$, $b=2.27$; $k=\infty$, $a=3$, $b=4.51$ 。

2.1.1.1.6 Jeffery 模型

Jeffery^[24]考虑了高次项随机分散球形颗粒的相互作用, 提出了纳米流体导热率的预测模型, 其理论计算模型如式 2.6 所示:

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = 1 + 3\eta\varphi + \varphi^2 \left(3\eta^2 + \frac{3\eta^3}{4} + \frac{9\eta^3}{16} \frac{k+2}{2k+3} + \dots \right), \quad k = \frac{k_p}{k_f}, \quad \eta = \frac{k-1}{k+2} \quad (2.6)$$

2.1.1.2 纳米流体导热率理论模型

如图 2.1 所示, 由于纳米流体跨尺度特征明显, 纳米颗粒在基础溶液中受布朗运动、团聚、渗透、热泳、辐射换热、电荷吸附与排斥等因素的影响, 能量传递十分复杂, 因此对纳米流体的导热机理分析尤为重要。

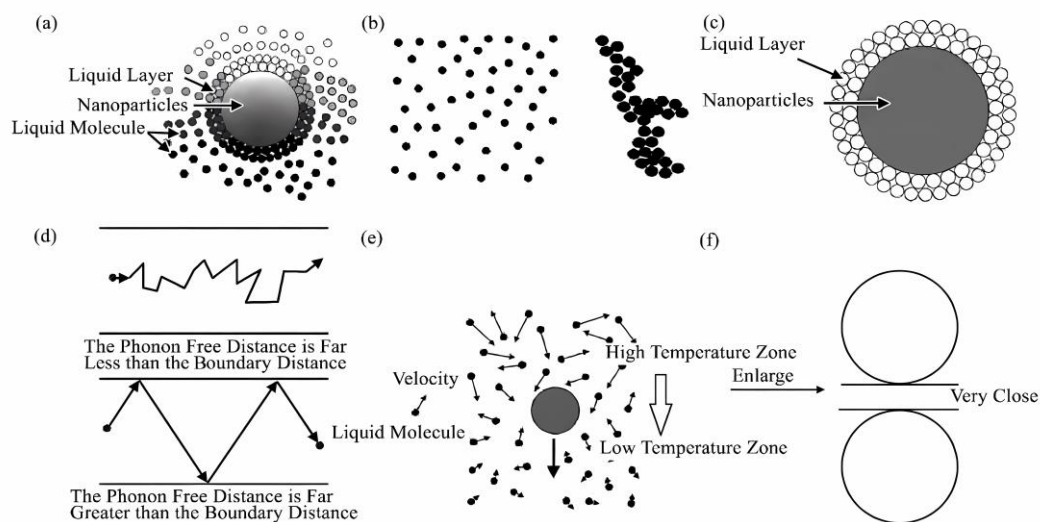


图 2.1 纳米颗粒的导热传热机理图

Keblinski 等人^[78]分析了纳米流体导热率的影响因素, 发现纳米颗粒的团聚及布朗运动效应也是提升流体导热率的因素。据此, 本小节对纳米流体导热率模型进行了汇总, 如表 2.1 所示:

表 2.1 纳米流体导热率预测模型表

年份	作者	数学模型	备注
1995	Gupte ^[79]	$\frac{k_{nf}}{k_f} = 1 + 0.0556p_e + 0.1649p_e^2 - 0.0391p_e^3 + 0.0034p_e^4$ $p_e = \frac{(UL\rho_f c_{pf}\varphi^{0.75})}{k_f}$ $L = (r_p/\varphi^{1/3})(0.75\pi)^{1/3}$	考虑固体颗粒扩散影响
1998	Pak and Cho ^[31]	$k_{nf} = k_f(1 + 7.47\varphi)$	$\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ $d_p = 13\text{nm}$

续表 2.1 纳米流体导热率预测模型表

年份	作者	数学模型	备注
2003	Yu and Choi ^[80]	$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_{pl} + 2k_f + 2(k_{pl} - k_f)(1 + \beta)^3\varphi}{k_{pl} + 2k_f - (k_{pl} - k_f)(1 + \beta)^3\varphi}$	基于
		$\frac{k_{pl}}{k_p} = \frac{[2(1 - \gamma) + (1 + \beta)^3(1 + 2\gamma)]\gamma}{-(1 - \gamma) + (1 + \beta)^3(1 + 2\gamma)}$	Maxwell 模
		$\beta = \frac{h}{r_p} \quad \gamma = \frac{k_l}{k_p}$	型, 适用球形纳米颗粒
2003	Xuan ^[81]	$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_p + 2k_f + 2(k_p - k_f)\varphi}{k_p + 2k_f - (k_p - k_f)\varphi} + \frac{\varphi\rho_p C_p}{2k_f} \sqrt{\frac{K_B T}{3\pi r_c}} \eta$	考虑到聚集 体对能量输 运的影响
2004	Kumar	$\frac{k_{nf}}{k_f} = 1 + c \frac{2K_B T \varphi r_f}{\pi \eta d_p^2 k_f} (1 - \varphi) r_p$	考虑布朗运 动效应
2004	Jang ^[82]	$k_{nf} = k_f(1 - \varphi) + k_p\varphi + 3C \frac{d_f}{d_p} k_f Re^2 Pr \varphi$	考虑布朗运
		$Re = \frac{K_b T}{(3\pi\mu_f l_f v_f)} \quad Pr = \mu_f c_{pf} / k_f$	动引起局部 微对流影响
2004	Yu and Choi	$\frac{k_{nf}}{k_f} = 1 + \frac{n\varphi A^2}{1 - \varphi}$	$n = 3\psi - \alpha$
2005	Xue ^[83]	$\left(1 - \frac{\varphi}{\alpha}\right) \frac{k_{nf} - k_f}{2k_{nf} + k_f} + \frac{\varphi}{\alpha} \frac{k_{nf} - k_{pl}}{2k_{nf} + k_{pl}} = 0$	基于有效渗 流理论, 适
		$\alpha = 1/(1 + \beta)^3$	用球形颗粒

续表 2.1 纳米流体导热率预测模型表

年份	作者	数学模型	备注
2006	Li and Peterson ^[32]	$\frac{k_{nf}}{k_f} = 1 + 3.7611\varphi + 0.01792(T - 273.15) - 0.3073$	Al ₂ O ₃ -H ₂ O $d_p = 36nm$
2007	Timofeeva ^[29]	$\frac{k_{nf}}{k_f} = 1 + 3\varphi$	Al ₂ O ₃ -H ₂ O
2009	Minsta ^[30]	$\frac{k_{nf}}{k_f} = 1 + 1.72\varphi$	Al ₂ O ₃ -H ₂ O
		$\frac{k_{nf}}{k_f} = 0.99 + 1.74\varphi$	CuO-H ₂ O
2010	Chandrasekar ^[84]	$\frac{k_{nf}}{k_f} = \left(\frac{C_{pnf}}{C_p}\right)^{-0.023} \left(\frac{\rho_{nf}}{\rho}\right)^{1.358} \left(\frac{M}{M_{nf}}\right)^{0.126}$	Al ₂ O ₃ -H ₂ O $d_p = 43nm$
2013	Chu ^[85]	$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{3 + 2\eta^2\varphi / \left[k_f \left(\frac{2R_k}{L} + 13.4\sqrt{t}\right)\right]}{3 - \eta\varphi}$	

注：上式中， k 代表导热率， m 代表质量， ρ 代表密度， C_p 代表比热容，标注 f 、 nf 和 p 分别代表了基础溶液、纳米流体和纳米颗粒， φ 为纳米流体的体积分数， T 代表流体热力学温度， d_p 代表纳米颗粒粒径， R_k 代表界面热阻，其余相关参数定义详见原文献。

2.1.2 纳米流体导热率数值拟合

导热率与纳米颗粒的种类、外貌、粒径、浓度以及基础溶液的种类、稳定性和温度息息相关。普遍来说，纳米流体的导热率随着浓度和流体工质温度的升高而增加。在相同浓度下，纳米颗粒的粒径越小，其在液体中的布朗运动也越剧烈，纳米流体的导热率也越高。同时，流体的粘度、流体的比热容、流体热阻等因素也将对纳米流体导热率有所影响。因此，为了得到准确的物性系数，大量学者对纳米流体导热率进行了试验测量与模型拟合，具体如下所示。

2.1.2.1 纳米流体导热率试验测量

纳米流体导热率的测量方法有稳态测量和非稳态测量两类。稳态常用的测量方法有防护热板法、热流计法、水流量平板法、圆管法等^[86]。非稳态法又称瞬态法，常用的测量方法有瞬态热线法、温度震荡法等^[87]。对此，大量学者经过试验测出了不同种类、浓度和粒径的纳米流体对基液导热率的提升系数，如表 2.2 所示：

表 2.2 纳米流体对基液导热率提升表

纳米流体	质量浓度/%	粒径/nm	提高比
Al ₂ O ₃ -H ₂ O (21℃) ^[88]	1.00~4.00	38.4	1.02~1.09
Al ₂ O ₃ -H ₂ O (36℃) ^[88]	1.00~4.00	38.4	1.07~1.16
Al ₂ O ₃ -H ₂ O (51℃) ^[88]	1.00~4.00	38.4	1.10~1.24
Al ₂ O ₃ -H ₂ O (25℃) ^[89]	1.31~5.92	30	1.094~1.23
Cu-H ₂ O ^[90]	0.10	50~100	1.24
Cu-H ₂ O ^[90]	0.05~0.10	100~300	1.11~1.12
Cu-H ₂ O ^[90]	0.20	130~300	1.10
CuO-H ₂ O (21℃) ^[88]	1.00~4.00	28.6	1.07~1.14
CuO-H ₂ O (36℃) ^[88]	1.00~4.00	28.6	1.07~1.14
CuO-H ₂ O (51℃) ^[88]	1.00~4.00	28.6	1.07~1.14
CuO-H ₂ O (60℃) ^[91]	0.01~0.05	150	1.38~1.41
ZnO-H ₂ O (60℃) ^[91]	0.01~0.05	320	1.36~1.39
SiO ₂ -H ₂ O ^[92]	1.00~4.00	15~20	1.02~1.05
Ag-H ₂ O ^[92]	0.10~0.39	8~15	1.03~1.11
Ag-H ₂ O (25℃) ^[93]	0.25~1	30~50	1.11~1.18

注：表中纳米流体导热率提高比均以基础溶液的导热率作为标准

2.1.2.2 纳米流体导热率模型拟合

2.1.2.2.1 不同体积浓度的纳米流体导热率

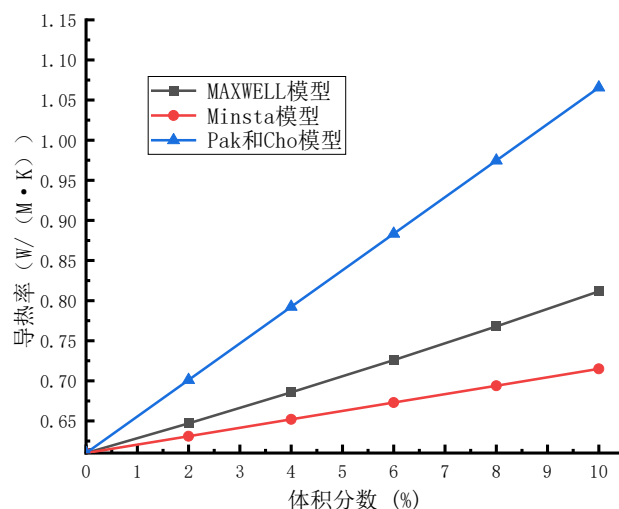


图 2.2 导热率随体积分数的变化

图 2.2 为纳米流体的导热率与流体浓度的函数图，此时温度设置为 300k，粒径设置为 100nm。由图 2.2 可知，纳米流体的导热率随浓度的增加而提高。

2.1.2.2.2 不同颗粒粒径的纳米流体导热率

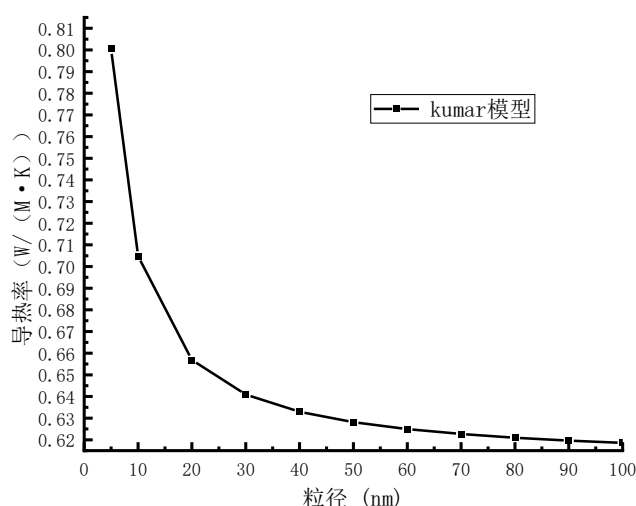


图 2.3 导热率随颗粒粒径的变化

图 2.3 为纳米流体的导热率与颗粒粒径的函数图，此时温度设置为 300k，体积分数设置为 1%。由图 2.3 可知，纳米流体的导热率随粒径的增加而减小，且减小幅度随粒径的增加而趋于缓和。

2.1.2.2.3 不同温度工况下的纳米流体导热率

流体温度对于纳米流体导热率的影响主要体现在以下方面：当流体温度升高时，基础溶液的导热率将有所提高；纳米颗粒在液体中的布朗运动也将变得剧烈。

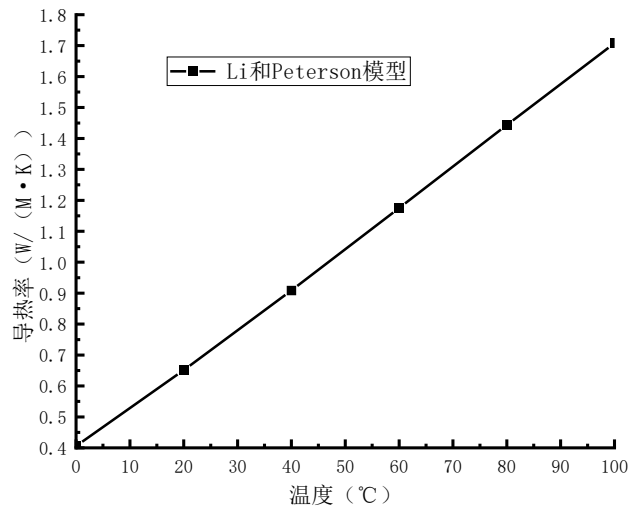


图 2.4 导热率随温度的变化

图 2.4 为纳米流体的导热率与温度的函数图，此时粒径设置为 100nm，体积分数设置为 1%。由图 2.4 可知，纳米流体的导热率随温度的增加而提高，且任意温度环境工况下的纳米流体导热率均高于基础溶液的导热率。

2.2 纳米流体粘度模型研究

粘度是衡量流体传质能力的重要指标，大量学者对纳米流体的粘度进行了详细的数值模拟和理论研究，建立了粘度预测模型并对其适用条件给出了解释和说明。本小节基于已有模型对纳米流体粘度进行了预测，并给出物性变化趋势。

2.2.1 现有纳米流体粘度模型分析

2.2.1.1 经典的固-液两相混合介质粘度模型

2.2.1.1.1 Einstein 模型

Einstein^[36]提出了稀相的球形纳米颗粒悬浮液（ $\varphi < 2\%$ ）的粘度预测模型，其理论计算模型如式 2.7 所示：

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \frac{(1+0.5\varphi)}{(1-\varphi)^2} = 1 + 2.5\varphi \quad (2.7)$$

2.2.1.1.2 Brinkman 模型

Brinkman^[37]考虑了纳米颗粒的相互作用效应, 基于 Einstein 模型提出了改进的中高浓度球形颗粒纳米流体 ($2\% \leq \varphi \leq 5\%$) 粘度预测模型, 其理论计算模型如式 2.8 所示:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \frac{1}{(1-\varphi)^{2.5}} = 1 + 2.5\varphi + 4.375\varphi^2 + \dots \quad (2.8)$$

2.2.1.1.3 Lundgren 模型

Lundgren^[42]考虑到纳米颗粒分布的随机性, 提出了稀相悬浮液粘度的预测模型, 其理论计算模型如式 2.9 所示:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \frac{1}{1-2.5\varphi} = 1 + 2.5\varphi + 6.25\varphi^2 + \dots \quad (2.9)$$

2.2.1.1.4 Batchelor 模型

Batchelor^[39]基于 Stokes 流动问题中的互易定理, 考虑了流体流动的动力学效应以及纳米颗粒的布朗运动效应和颗粒间的相互作用对流体粘度系数所产生的影响, 对常见体积分数 ($\varphi < 10\%$) 的纳米流体粘性进行了预测, 其理论计算模型如式 2.10 所示:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + [\mu]\varphi + k_H([\mu]\varphi)^2 + O(\varphi^3) = 1 + 2.5\varphi + 6.2\varphi^2 \quad (2.10)$$

2.2.1.1.5 Eilers 模型

Eilers^[45]在 Einstein 模型的基础上拟合出新的纳米流体粘度的预测模型, 其理论计算模型如式 2.11 所示:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \frac{1.25\varphi}{1 - \frac{\varphi}{0.78}} = 1 + 2.5\varphi + 4.75\varphi^2 + \dots \quad (2.11)$$

2.2.1.1.6 Saito 模型

Saito^[41]考虑纳米颗粒的布朗运动, 建立了适用于小尺寸固体颗粒的纳米流体粘度预测模型。其理论计算模型如式 2.12 所示:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \frac{2.5\varphi}{1-\varphi} = 1 + 2.5\varphi + 2.5\varphi^2 + \dots \quad (2.12)$$

2.2.1.1.7 Krieger 模型

Krieger^[40]考虑了纳米颗粒间的相互作用，建立了高体积浓度纳米流体的粘度预测模型，其理论计算模型如式 2.13 所示：

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(1 - \frac{\varphi}{\varphi_m}\right)^{-[\mu]\varphi_m} \quad (2.13)$$

2.2.1.2 纳米流体粘度理论模型

近些年来，随着纳米流体的传热传质机制研究的不断深入，大量学者发现流体的界面层厚度以及纳米颗粒的布朗运动效应、纳米颗粒的种类以及纳米颗粒之间的相互作用力、粒子的团聚与渗透效应、微电荷吸附与排斥效应等因素都会对流体的粘度有所影响。据此，本小节对纳米流体的粘度物性模型进行了汇总，如表 2.3 所示：

表 2.3 纳米流体粘度预测模型表

年份	作者	数学模型	备注
2003	Ward ^[94]	$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + 2.5\varphi + (2.5\varphi)^2 + (2.5\varphi)^3$ $\varphi = \left(1 + h/r_p\right)^3$	假设界面厚度 $h=2\text{nm}$
2005	Maiga ^[44]	$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + 7.3\varphi + 123\varphi^2$	$\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ $d_p = 28\text{nm}$
2006	Buongiorno [46]	$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + 39.11\varphi + 533.9\varphi^2$	$\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ ^[31] $d_p = 13\text{nm}$
2009	Buongiorno [95]	$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + 5.45\varphi + 108.2\varphi^2$	$\text{TiO}_2\text{-H}_2\text{O}$ ^[31] $d_p = 27\text{nm}$

续表 2.3 纳米流体粘度预测模型表

年份	作者	数学模型	备注
2006	Palm ^[96]	$\mu = \begin{cases} 0.034 - 2 * 10^{-4}T + 2.9 * 10^{-7}T^2 & \varphi = 1\% \\ 0.039 - 2.3 * 10^{-4}T + 3.4 * 10^{-7}T^2 & \varphi = 4\% \end{cases}$	Al ₂ O ₃ -H ₂ O ^[97]
		$\ln(\mu) = A/T - B$	
2007	Kulkarni ^[98]	$A = 20587\varphi^2 + 15857\varphi + 1078.3$ $B = -107.12\varphi^2 + 53.54\varphi + 2.8715$	CuO-H ₂ O $d_p = 29nm$
2007	Nguyen ^[47]	$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + 0.025\varphi + 0.015\varphi^2$	Al ₂ O ₃ -H ₂ O $d_p = 36nm$
2007	Nguyen ^[47]	$\frac{\mu}{\mu_0} = 1.475 - 0.319\varphi + 0.051\varphi^2 + 0.009\varphi^3$	CuO-H ₂ O $d_p = 29nm$
2010	Massimo ^[99]	$\frac{\mu}{\mu_0} = \frac{1}{1 - 34.87 \left(10d_p / \left(\frac{6M}{N_A \pi \rho_{f0}} \right)^{1/3} \right)^{-0.3} \varphi^{1.3}}$	$d_p =$ 25nm~200nm
2011	Khanafer ^[48]	$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + 23.09\varphi + 1525.3\varphi^2 \quad 0 \leq \varphi \leq 0.04$	Al ₂ O ₃ -H ₂ O ^[31] $d_p = 13nm$
2011	Khanafer ^[48]	$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + 3.544\varphi + 169.46\varphi^2 \quad 0 \leq \varphi \leq 0.1$	TiO ₂ -H ₂ O ^[31] $d_p = 27nm$

上式中, μ 代表纳米流体粘度, μ_0 代表基础溶液粘度, φ 为纳米流体的体积分数。T代表流体热力学温度, d_p 代表纳米颗粒粒径, 其余相关参数的定义详见原文献。

2.2.2 纳米流体粘度数值拟合

粘度与纳米颗粒的微观外貌、粒径、浓度以及基础溶液的种类、稳定性和温度等因素息息相关。普遍来说，当纳米流体的浓度增加时，其粘度也将有所提高。同时，在不同的温度工况下，基础溶液粘度也将发生改变。因此，为了得到准确的物性系数，大量学者对纳米流体粘度进行了试验测量与模型拟合，具体如下所示。

2.2.2.1 纳米流体粘度试验测量

纳米流体的粘度决定了流动阻力的大小，影响着换热设备的整体性能，大量学者对纳米流体粘性进行了试验研究，并进行了数据统计，如表 2.4 所示：

表 2.4 纳米流体对基液粘度提升表

研究者	体积浓度/%	粒径/nm	温度/℃	粘性提高率/%
Pak and Cho ^[31]	1.34、2.78	13	20~72	47~166
Wang ^[100]	1、2、5	28	25	11~89
Putra ^[97]	1,4	131.2	20、40、60	6.9~47.5
Anoop ^[101]	1、2、4、6	95、100	20~50	7~81.4
Kulkarni ^[99]	1~6	29	23	30~288
Murshed ^[102]	1~5	80	23	18.4~90.7
Chen ^[103]	1~5	28、36	25	10~111
Chandrasekar ^[84]	0.33~5	43	20	5~83

注：表中纳米流体种类以具体试验研究为准

2.2.2.2 纳米流体粘度模型拟合

2.2.2.2.1 不同体积浓度的纳米流体粘度

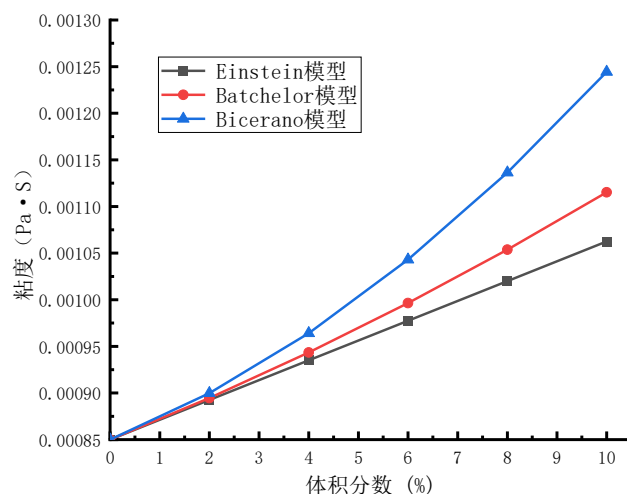


图 2.5 粘度随体积分数的变化

图 2.5 为纳米流体的粘度与流体浓度的关系，此时温度设置为 300K，粒径设置为 100nm。由图 2.5 可知，纳米流体的粘度随浓度的增加而增加，且增加幅度随体积分数的增加而趋于迅速。

2.2.2.2.2 不同颗粒粒径的纳米流体粘度

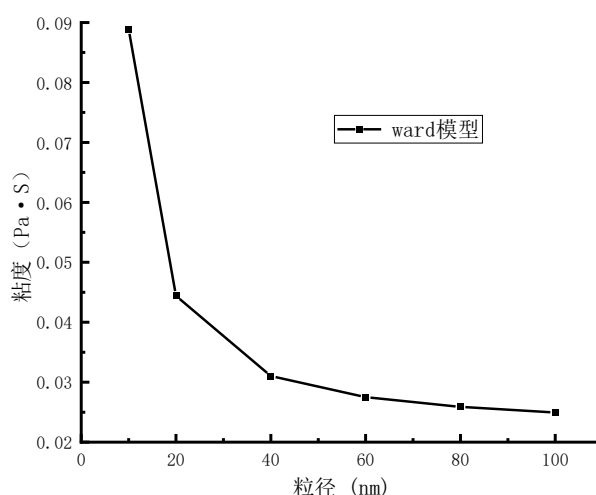


图 2.6 粘度随颗粒粒径的变化

图 2.6 为纳米流体的粘度与颗粒粒径的函数图，此时温度设置为 300k，体积分数设置为 1%。由图 2.6 可知，纳米流体的粘度随粒径的增加而减小，且减大幅度随粒径的增加而趋于缓和。

2.2.2.2.3 不同温度工况下的纳米流体粘度

流体温度对于纳米流体粘度的影响主要体现在以下方面：当流体温度升高时，基础溶液的粘度将有所降低；纳米颗粒在液体中的布朗运动也将变得剧烈。

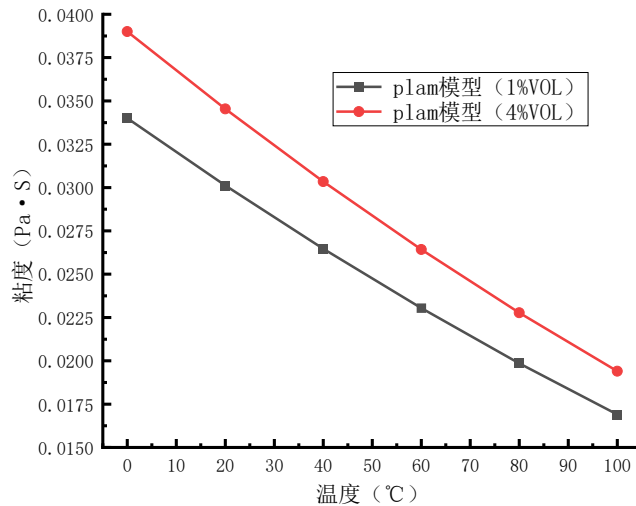


图 2.7 粘度随温度的变化

图 2.7 为纳米流体的粘度与温度的函数图，此时粒径设置为 100nm，体积分数设置为 1%。由图 2.7 可知，纳米流体的粘度随温度的增加而降低，且高体积浓度的纳米流体粘度高于低体积浓度的纳米流体粘度。

2.3 纳米流体密度模型研究

在提高装置能效、优化系统设计、废热使用等流体传质的研究过程中，密度的研究都尤为重要。因此科研工作者对其进行了详细的理论研究和数值模拟，建立了密度预测模型并对其适用条件给出了解释和说明。本小节基于已有模型对纳米流体的密度进行了预测，并给出物性变化趋势。

2.3.1 现有纳米流体密度模型分析

Pak 和 Cho^[52]构建出纳米流体密度预测模型，其理论计算模型如式 2.14 所示：

$$\rho_{nf} = \varphi \rho_p + (1 - \varphi) \rho_f \quad (2.14)$$

上式中， ρ 代表密度，标注 f 、 nf 和 p 分别代表了基础溶液、纳米流体和纳米颗粒， φ 为纳米流体的体积分数。

2.3.2 纳米流体密度数值拟合

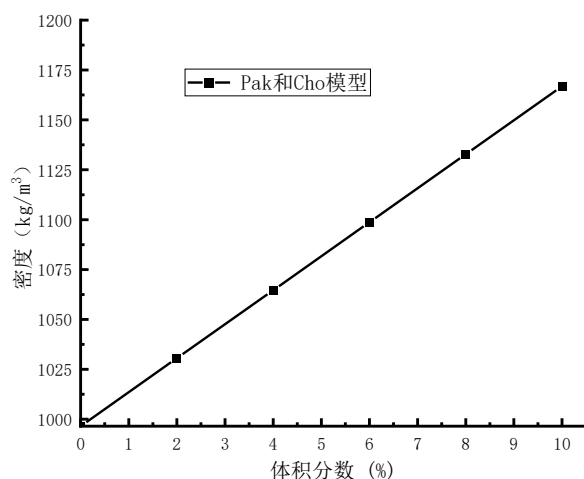


图 2.8 密度随体积分数的变化

图 2.8 为纳米流体密度与流体浓度的关系，此时温度设置为 300k，纳米颗粒粒径为 100nm。由图 2.8 可知，纳米流体的密度随浓度的增加呈线性增加，且任意浓度的纳米流体密度均高于基础溶液的密度。

2.4 纳米流体比热容模型研究

比热容是纳米流体的重要参数，因此科研工作者对其进行了详细的理论研究和数值模拟，建立了比热容预测模型并对其适用条件给出了解释和说明。本小节基于已有模型对纳米流体的比热容进行了预测，并给出物性变化趋势。

2.4.1 现有纳米流体比热容模型分析

2.4.1.1 有效比热容模型

在纳米流体的传热与流动研究中，常使用基于热平衡的传统有效比热容模型，其理论计算模型^[57]如式 2.15 所示：

$$C_{pnf} = \frac{m_p C_{pp} + m_f C_{pf}}{m_p + m_f} \quad (2.15)$$

2.4.1.2 Pak 和 Cho 模型

Pak 和 Cho^[58]提出水基纳米流体比热容预测模型，其理论模型如式 2.16 所示：

$$C_{pnf} = (1 - \varphi)C_{pf} + \varphi C_{pp} \quad (2.16)$$

2.4.1.3 Xuan 和 Roetzel 模型

Xuan 和 Roetzel^[59]在纳米流体测量数据基础上对 Pak 和 Cho 所提出的计算模型进行修正, 拟合出新的纳米流体比热容预测模型如式 2.17 及式 2.18 所示:

$$c_p(\rho c_p)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho c_p)_f + \varphi(\rho c_p)_p \quad (2.17)$$

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi(\rho_p) \quad (2.18)$$

2.4.1.4 Zhou 模型

Zhou 等^[60]在考虑了基础溶液和纳米颗粒的体积分数及密度的情况下, 基于 Pak 和 Cho 所提出模型推导出了改进模型, 其理论计算模型如式 2.19 所示:

$$c_{pnf} = \frac{(1-\varphi)\rho_f c_{pf} + \varphi\rho_p c_{pp}}{(1-\varphi)\rho_f + \varphi\rho_p} \quad (2.19)$$

上式中, m 代表质量, ρ 代表密度, c_p 代表比热容, 标注 f 、 nf 和 p 分别代表了基础溶液、纳米流体和纳米颗粒, φ 为纳米流体的体积分数。

2.4.2 纳米流体比热容数值拟合

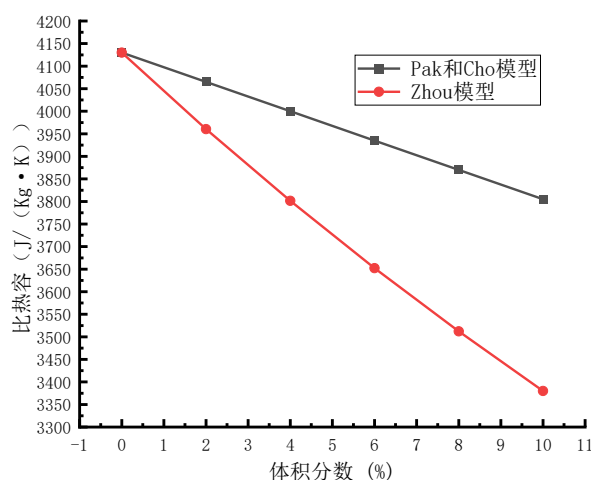


图 2.9 比热容随体积分数的变化

图 2.9 为纳米流体的比热容与流体浓度的关系, 此时温度设置为 300k, 粒径设置为 100nm。由图 2.9 可知, 纳米流体的比热容随浓度的增加呈线性降低, 且任意浓度纳米流体的比热容均低于基础溶液的比热容。

2.5 本章小结

本章总结了基于已有研究构建出的纳米流体的导热率、粘度、密度以及比热容的热物性模型，分析了可能对纳米流体热物性产生影响的因素，对此分析出纳米颗粒粒径及浓度、流体温度、颗粒外貌等因素对基础溶液热物性所产生的影响，结合总结出的纳米流体热物性模型对纳米流体的物性变化趋势给出了预测。

此外，本章基于现有的热物性模型预测出水基铝纳米流体的热物性参数，这为分析出流体工质的热物性对多孔介质微型热管的换热效率所产生的影响提供了理论依据，为流体相变传热的研究奠定了理论基础。

3 格子 Boltzmann 方法基本理论

多相流普遍存在于各类换热设备中，其研究被多国学者广泛关注。为了较为快捷准确地对换热设备的传热效率进行数据分析及效果模拟，现代计算流体技术的水准也在日益提高，据此诞生出了各种计算流体仿真方法，其中格子 Boltzmann 方法经过 30 余年的发展已经成为非常有效的流体仿真方法。

本章将在以下几方面对格子 Boltzmann 方法展开详细介绍，即单相流格子 Boltzmann 方法、多相流格子 Boltzmann 方法、格子 Boltzmann 方法的边界条件和格子无量纲单位转换方法，结合格子 Boltzmann 的计算步骤梳理出多相流流体模型的基础理论，为多孔介质热管的相变传热模型的构建奠定了理论基础。

3.1 单相格子 Boltzmann 方法简介

3.1.1 模型的构建方法

LBM 模型由离散速度模型、平衡态分布函数和演化方程组成。其中，分布函数对模型的计算效率和稳定性起重要作用，而离散速度模型决定了方程的类型。模型的建立主要包括以下两个步骤：

- (1) 确立合适的满足一定约束条件的平衡态分布函数。
- (2) 确立合适的离散速度模型，再结合对应条件确定平衡态分布函数。

3.1.2 基本模型介绍

在 LBGK 模型中，常用的是 Qian 等提出的 DnQm 系列的离散速度模型，此系列包括了 D2Q9、D2Q7、D3Q15、D3Q19 等模型。本文使用了 D2Q9 模型完成模拟，以下为此模型的具体构建过程：

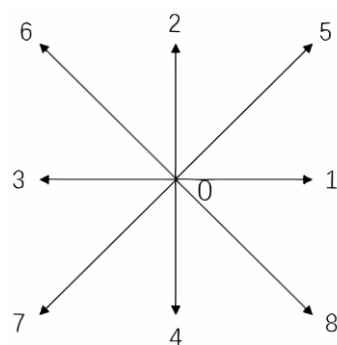


图 3.1 D2Q9 模型速度配置

如图 3.1 所示,将二维空间离散为正方形,将模型外层的八个节点视为相邻节点。在任何时间步长中,八个节点上均有粒子迁移到相邻节点。当下一次碰撞时,它将以新粒子的形式碰撞并迁移向相邻节点。D2Q9 模型中每个节点都有三种不同状态粒子:静态、垂直方向运动和对角线方向运动,其速度配置为:

$$e_a = \begin{cases} (0,0) & a = 0 \\ c \left\{ \cos \left[(a-1) \frac{\pi}{2} \right], \sin \left[(a-1) \frac{\pi}{2} \right] \right\} & a = 1,2,3,4 \\ \sqrt{2}c \left\{ \cos \left[(2a-1) \frac{\pi}{4} \right], \sin \left[(2a-1) \frac{\pi}{4} \right] \right\} & a = 5,6,7,8 \end{cases} \quad (3.1)$$

式中, $c=\delta_x/\delta_t$ 为单位速度, δ_t 和 δ_x 为时间步长和网格步长,一般情况下 $\delta_x = \delta_y$ 。此时,离散速度需符合以下等式:

$$\sum_{a=1}^4 e_{ai} = 0 \quad (3.2)$$

$$\sum_{a=5}^8 e_{ai} = 0 \quad (3.3)$$

$$\sum_{a=1}^4 e_{ai} e_{aj} = 2c^2 \delta_{ij} \quad (3.4)$$

$$\sum_{a=5}^8 e_{ai} e_{aj} = 4c^2 \delta_{ij} \quad (3.5)$$

$$\sum_{a=1}^4 e_{ai} e_{aj} e_{ak} = 0 \quad (3.6)$$

$$\sum_{a=5}^8 e_{ai} e_{aj} e_{ak} = 0 \quad (3.7)$$

$$\sum_{a=1}^4 e_{ai} e_{aj} e_{ak} = 2c^4 \delta_{ijkl} \quad (3.8)$$

$$\sum_{a=5}^8 e_{ai} e_{aj} e_{ak} = 4c^4 \Delta_{ijkl} - 8c^4 \delta_{ijkl} \quad (3.9)$$

其中, $\Delta_{ijkl} = (\delta_{ij}\delta_{kl} + \delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})$ 。

平衡态分布函数应满足:

$$\sum_a f_a^{eq} = \rho \quad (3.10)$$

$$\sum_a f_a^{eq} e_a = \rho u \quad (3.11)$$

$$\sum_a f_a^{eq} e_{ai} e_{aj} = \rho u_i u_j + p \delta_{ij} \quad (3.12)$$

DnQm 模型的平衡态分布函数为:

$$f_a^{(eq)}(x, t) = w_a \rho \left[1 + \frac{e_a u}{c_s^2} + \frac{(e_a u)^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right] \quad (3.13)$$

式中, c_s 是格子声速, w_a 是权系数。

将 (3.13) 带入 (3.10)、(3.11)、(3.12) 中, 整理等式可得:

$$\rho(w_0 + 4w_1 + 4w_2) + \rho u^2 \left[w_1 \left(\frac{c^2}{c_s^4} - \frac{2}{c_s^2} \right) + w_2 \left(\frac{2c^2}{c_s^4} - \frac{2}{c_s^2} \right) - \frac{w_0}{2c_s^2} \right] = \rho \quad (3.14)$$

$$\rho u \left(\frac{2w_1 c^2}{c_s^2} + \frac{4w_2 c^2}{c_s^2} \right) = \rho u \quad (3.15)$$

$$\rho w_1 \left[\sum_{a=1}^4 e_{ai} e_{aj} \left(1 - \frac{u^2}{2c_s^2} \right) + \sum_{a=1}^4 \frac{e_{ai} e_{aj} e_{ak} e_{al} e_{ke} e_{le}}{2c_s^2} \right] + \rho w_2 \left[\sum_{a=5}^8 e_{ai} e_{aj} \left(1 - \frac{u^2}{2c_s^2} \right) + \sum_{a=5}^8 \frac{e_{ai} e_{aj} e_{ak} e_{al} e_{ke} e_{le}}{2c_s^2} \right] = \rho u_i u_j + p \delta_{ij} \quad (3.16)$$

整理得:

$$w_0 + 4w_1 + 4w_2 = 1 \quad (3.17)$$

$$w_1 \left(\frac{c^2}{c_s^4} - \frac{2}{c_s^2} \right) + w_2 \left(\frac{2c^2}{c_s^4} - \frac{2}{c_s^2} \right) - \frac{w_0}{2c_s^2} = 0 \quad (3.18)$$

$$(w_1 + 2w_2) \frac{2c^2}{c_s^2} = 1 \quad (3.19)$$

$$\frac{4w_2 c^2}{c_s^4} = 1 \quad (3.20)$$

$$\frac{w_1 c^2 - 4w_2 c^2}{c_s^4} = 0 \quad (3.21)$$

$$2c^2 w_1 \left(1 - \frac{u^2}{2c_s^2} \right) + 4c^2 w_2 \left(1 - \frac{u^2}{2c_s^2} \right) + \frac{2c^4 u^2 w_1}{c_s^4} = \frac{p}{\rho} \quad (3.22)$$

并且, 推导过程中有:

$$\Delta_{ijkl} u_k u_l = (\delta_{ij} \delta_{kl} + \delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) u_k u_l = u^2 \delta_{ij} + 2u_i u_j \quad (3.23)$$

$$w_0 = \frac{4}{9}, \quad w_1 = \frac{1}{9}, \quad w_2 = \frac{1}{36}, \quad c_s^2 = \frac{c^2}{3} \quad (3.24)$$

宏观密度和宏观速度定义为：

$$\rho = \sum_a f_a \quad (3.25)$$

$$u = \frac{1}{\rho} \sum_a f_a e_a \quad (3.26)$$

宏观压力由状态方程得出，为 $p = \rho c_s^2$ 。

3.2 多相格子 Boltzmann 方法简介

在多组分、多相流及多孔介质微观流动问题中，由相变和组分扩散及压力造成的影响是很容易出现的，这将使流动过程复杂化，对工程问题的求解造成阻碍。此时，传统计算流体力学往往无法解决复杂工程问题的求解。

根据系统微观与宏观的联系可知，系统在物理层面上的宏观动力学行为是各相微观作用的表现，对于宏观复杂流体问题的求解可以建立在微观流动的研究基础上。格子 Boltzmann 方法直接描述了底层粒子的运动，在处理复杂工程的两相流模拟仿真方面具有显著优势，使复杂流体问题的求解成为可能。

3.2.1 单组分多相伪势模型

对于单组分流体，其模型的分布函数演化方程为：

$$f_i(x + e_i \delta_t, t + \delta_t) - f_i(x, t) = -1/\tau [f_i - f_i^{(eq)}] \quad (3.27)$$

式中， x 表示位置矢量， e_i 表示各离散速度方向， δ_t 表示时间步长， τ 是无量纲松弛时间。

单组分流体的平衡态分布函数为：

$$f_i^{eq} = \begin{cases} \left[\frac{1-d_0}{b} + \frac{D(e_i \cdot u^{(eq)})}{c_s^2 b} + \frac{D(D+2)(e_i \cdot u^{(eq)})^2}{2c_s^4 b} - \frac{D}{2c_s^2 b} (u^{(eq)})^2 \right], & i=1, \dots, b \\ \rho \left(d_0 - \frac{(u^{(eq)})^2}{c_s^2} \right), & i=0 \end{cases} \quad (3.28)$$

式中， d_0 是平衡时静止粒子所占百分比 ($0 \leq d_0 < 1$)。 $c_s = \delta_x / \delta_t$ 为格子常数。

宏观密度为 $\rho = \sum f_i$ ，宏观动量为 $\rho u = \sum f_i e_i$ 。

此时，平衡速度应满足：

$$\rho u^{(eq)} = \rho u' + \tau F \quad (3.29)$$

式中，F 表示粒子间相互作用力，即：

$$F_k(x) = -c_0 \varphi(\rho(x)) G \nabla \varphi(\rho(x)) \quad (3.30)$$

式中， $c_0 = c^2 b / D$ 为常数，取值与格子模型相关；G 是粒子间的相互作用强度， $\varphi(\rho(x))$ 表示有效密度。

3.2.2 多组分多相伪势模型

假设流体中存在着 S 种不同的组分，其模型的分布函数演化方程为：

$$f_{ki}(x + e_i \delta_t, t + \delta_t) - f_{ki}(x, t) = -1/\tau_k [f_{ki} - f_{ki}^{(eq)}] \quad , \quad k = 1, \dots, S \quad (3.31)$$

其中， $f_{ki}^{(eq)} = E_i(\rho_k, u_k^{(eq)})$ 为第 k 组分的平衡态分布函数， $\rho_k = \sum_i f_{ki}$ 为第 k 组分的密度， $u_k^{(eq)}$ 为平衡态速度。其中，平衡态分布函数为：

$$f_{ki}^{(eq)} = \begin{cases} \rho_k \left[\frac{1-d_k}{b} + \frac{D(e_i \cdot u_k^{(eq)})}{b} + \frac{D(D+2)(e_i \cdot u_k^{(eq)})^2}{2b} - \frac{D}{2b} (u^{(eq)})^2 \right], & i \neq 0 \\ \rho_k (d_k - (u^{(eq)})^2), & i = 0 \end{cases} \quad (3.32)$$

其中， d_k 是小于 1 的常数。

假设粒子间存在相互作用力，作用势函数如下：

$$V_{k\bar{k}}(x, x') = G_{k\bar{k}}(|x - x'|) \psi_k(x) \psi_{\bar{k}}(x') \quad (3.33)$$

其中， $G_{k\bar{k}}$ 被称为 Green 函数，它的值由 k 和 \bar{k} 的相互作用强度一起决定。 ψ_k 表示 k 组分的有效密度。函数 G 主要考虑临近格点的作用，即：

$$G_{k\bar{k}}(|x - x'|) = \begin{cases} 0, & |x - x'| > \delta_x \\ \xi_{k\bar{k}}, & |x - x'| = \delta_x \end{cases} \quad (3.34)$$

上式中，用 $\xi_{k\bar{k}}$ 的绝对值来表示不同组分的相互作用强度的大小， $\xi_{k\bar{k}}$ 的值若为负数，则表示不同组分是相互吸引的，若为正数则互相排斥。

根据相互作用势， k 类流体粒子所受到的作用力可以表示为：

$$F_k(x) = -\psi_k(x) \sum_{\bar{k}} \xi_{k\bar{k}} \sum_i \psi_{\bar{k}}(x + e_i \delta_t) e_i \quad (3.35)$$

在此模型中，表面张力 F_k 经过改变的平衡态速度 $u^{(eq)}$ 来完成的，所得的新的平衡速度如下所示：

$$\rho_k u_k^{eq}(x) = \rho_k u(x) + \tau_k F_k \quad (3.36)$$

其中， u 代表混合流体的速度。

$$\rho u = \sum_k \rho_k u_k = \sum_k \sum_i e_i f_{ki} \quad (3.37)$$

其中， $\rho = \sum_k \rho_k$ 代表混合流体的密度。

3.3 格子 Boltzmann 方法的边界条件

LBM 模型计算的精度、效率以及稳定性在很大程度上都取决于边界条件。在流体模拟过程中，只有边界节点的函数是未知的，而内部流场的节点分布函数是可以计算出来的。因此在流体粒子的下次碰撞前，需要对边界上的分布函数进行处理，而宏观边界条件决定了流场边界上的分布函数。对于流体仿真而言，确定合适的流体边界条件尤为重要，以下是几种常见边界条件的介绍。

3.3.1 启发式格式

如图 3.2 所示，当计算重点在于流场流动的特点时，可以使用启发式格式。

启发式格式是根据物质本身的性质设置边界处的函数分布，其避免了繁琐的算式叠加。启发式格式假设了流体粒子在进入下一边界时速度维持不变，当其再次进入流场时速度也不发生改变。

3.3.1.1 周期边界条件

假设流体在 x 方向的周期长度是 L ，则周期边界为：

$$f_i(0, y, z, t + \delta_t) = f_i'(L, y, z, t) \quad (3.38)$$

$$f_i(L, y, z, t + \delta_t) = f_i'(0, y, z, t) \quad (3.39)$$

3.3.1.2 反弹边界条件

标准回弹格式为：假设在撞击静止固壁面后，粒子由于碰撞发生了速度方向的改变，碰撞后的分布函数经过撞击流体节点得到：

$$f'_i(x_b, t) = f_i(x_f, t) \quad (3.40)$$

式中， x_b 代表壁面格点， x_f 代表流体格点， $x_f = x_b - e_i \delta_t$ ，其中 e_i 指向流场外。而修正后的反弹格式，使边界格子的粒子可以互相碰撞，其分布函数 $f'_i(x, t)$ 为：

$$f'_i(x_b, t) = f_i(x_b, t) \quad (3.41)$$

其中， $e_{i'}$ 是 e_i 壁面法向量 n 的镜像对称速度，即 $e_{i'} = e_i - 2(e_i \cdot n)n$ 。

3.3.1.3 对称边界条件

对称格式的格点 x_b 布置在与计算域的对称处，此时两边格点的中间位置为轴的边界， $x_f = x_b + \delta_t n$ 与格点 x_b 相互对称，由下式来表述边界格点的分布函数：

$$f'_i(x_b, t) = f_i(x_f, t) \quad (3.42)$$

其中 $e_{i'} = e_i - 2(e_i \cdot n)n$ ，其中 n 是指向流场的法向单位矢量。

对称格式常用于解决具有对称特征的流动问题上，在本文的热管模拟中，由于热管是轴对称的，于是使用了对称边界条件。

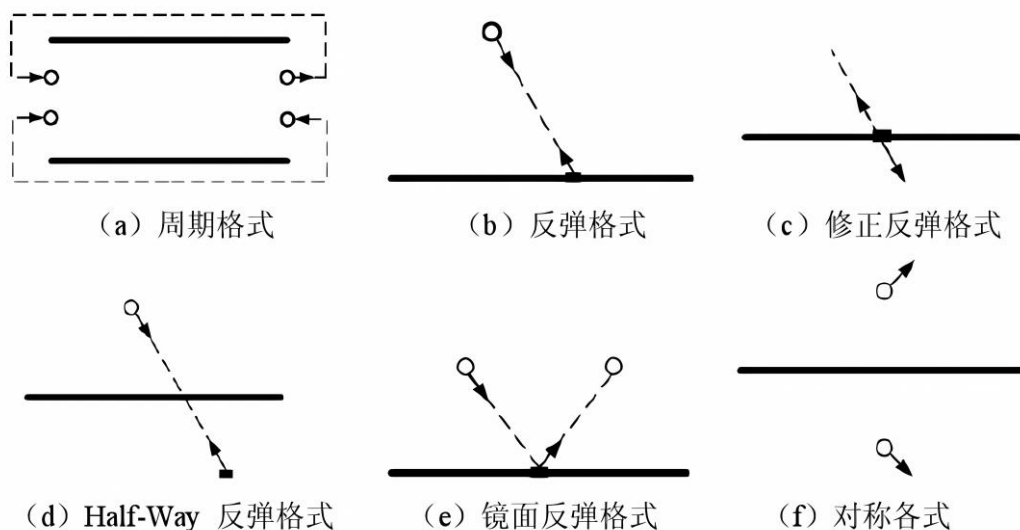


图 3.2 启发式边界条件

3.3.2 外推格式

对于简单的边界条件来说,启发式格式是很好的选择,但当边界条件变得晦涩时,启发式格式就不能很好地处理问题。

此时,常使用外推格式求解复杂的边界条件问题,它补足了启发式格式的缺陷,计算适应性较强,计算方法更为简便。

3.3.2.1 分布函数外推格式

分布函数外推边界格式有三种边界类型,图 3.3 中的(-1)层界面称为虚拟边界,(0)层界面称为真实边界,而(1)层界面则为界面。

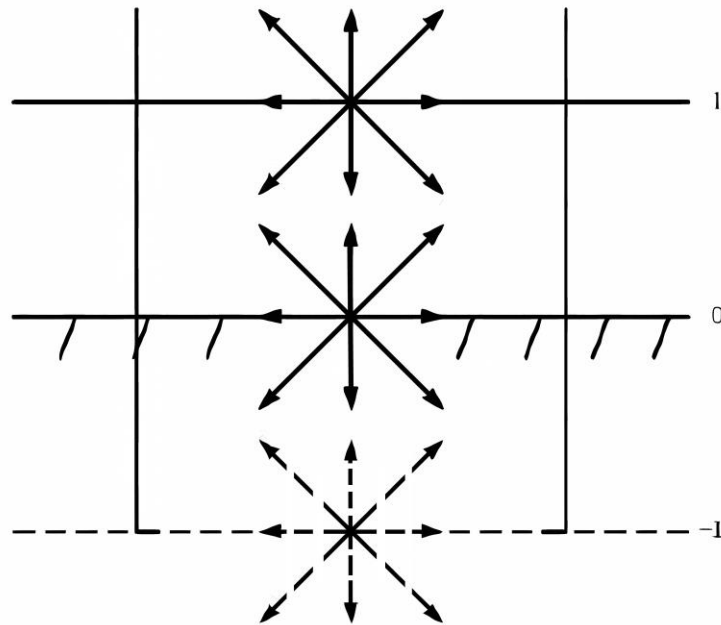


图 3.3 分布函数外推格式图

首先需要布置虚拟边界,并将流场边界视为流场的一部分执行碰撞和迁移。这样在迁移前,可由界面和壁面碰撞的分布函数推导出虚拟边界的粒子分布函数:

$$f'_i(-1) = 2f'_i(0) - f'_i(1), i = 2, 5, 6 \quad (3.43)$$

同时,经过计算可以得到粒子碰撞后的分布函数。

分布函数外推格式可以使用先迁移再碰撞的方法,首先外推虚拟边界未知分布函数,然后再转移到相应的物理边界格点上碰撞,即:

$$f_i(-1) = 2f_i(0) - f_i(1), i = 2, 5, 6 \quad (3.44)$$

综上所述,外推方法计算相对简便,可行性较强,适用性广泛。

3.3.2.2 非平衡态外推格式

非平衡外推格式边界上的粒子分布函数包括：平衡态与非平衡态两部分。非平衡外推格式计算方便，精度较好，容易实现，应用前景广泛。

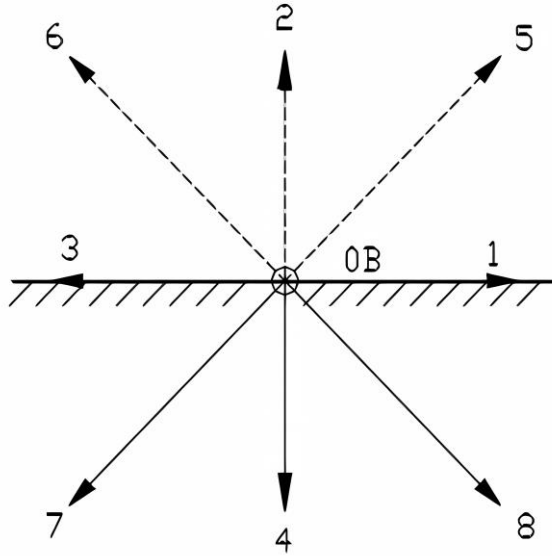


图 3.4 边界格点分布函数

如图 3.4 所示， t 时刻粒子已经完成了迁移，但是由于边界格点 x_b 上的分布函数 f_2 、 f_5 与 f_6 尚不可知。为确定边界上的分布函数，需要分为两部分，即：

$$f_i(x_b, t) = f_i^{(eq)}(x_b, t) + f_i^{(ne)}(x_b, t), i = 2, 5, 6 \quad (3.45)$$

上式中： $f_i^{(ne)}$ 为非平衡态部分。

对于速度边界，节点 x_b 上的速度 u_w 已知，密度 ρ_w 未知。

在非平衡态外推格式下，校正后的平衡态分布函数 $\overline{f_i^{(eq)}}(x_b, t)$ 为：

$$\overline{f_i^{(eq)}}(x_b, t) = f_i^{(eq)}[\rho(x_f, t), u_w], i = 2, 5, 6 \quad (3.46)$$

x_f 和 x_b 是相邻的流体格点，非平衡态分布函数为：

$$f_i^{(eq)}(x_b, t) = f_i^{(eq)}(x_f, t) = f_i(x_f, t) - f_i^{(eq)}(x_f, t), i = 2, 5, 6 \quad (3.47)$$

所以非平衡态外推格式可写为：

$$f_i(x_b, t) = f_i^{(eq)}[\rho(x_b, t), u_w] + [f_i(x_f, t) - f_i^{(eq)}(x_f, t)], i = 2, 5, 6 \quad (3.48)$$

3.4 格子 Boltzmann 方法的对比态原理及单位转化

在 LBM 中, 使用虚拟粒子代替真实的分子运动。为了便于计算, 过程中的物理变量均无量纲。然而在现实中, 物理变量存在量纲。因此转换两个系统的量纲非常重要, 本小节给出两种转换方法。

3.4.1 基于相似理论的转换

根据相似性原理, 计算流场和实际流场的特征准则数应相等, 即:

$$\lambda_{Eu} = \frac{\lambda_p}{\lambda_p \lambda_u^2} = 1 \quad (3.49)$$

$$\lambda_{Re} = \frac{\lambda_u \lambda_l}{\lambda_v} = 1 \quad (3.50)$$

$$\lambda_{St} = \frac{\lambda_l}{\lambda_t \lambda_u} = 1 \quad (3.51)$$

$$\lambda_{Fr} = \frac{\lambda_u^2}{\lambda_g \lambda_l} = 1 \quad (3.52)$$

$$\lambda_{Bo} = \frac{\lambda_p \lambda_g \lambda_l^2}{\lambda_v} = 1 \quad (3.53)$$

将流场中的物理量用大写字母表示, 计算流场中的物理变量用小写字母表示。计算流场中的特征长度 L 和声速 C_s , 确定长度的相似比 $\lambda_l = L_0/l$, 速度的相似比 $\lambda_u = C/c_s$, 再由此推导其它物理量。

3.4.2 基于对比态原理的转换

状态方程包括了流体介质的物性常数, 此时根据对比态原理进行量纲转换就是一种常用的方法。它的核心是根据特征尺度, 将真实流场中的物理量转化为数值模拟中的无量纲量。基于流体的相似性, 在临界点时, 将温度、密度和绝对压力替换为的对比值后, 再经过气体状态方程来求解:

$$P_r = P/P_c, T_r = T/T_c, \rho_r = \rho/\rho_c \quad (3.54)$$

其中, 对比压力为 P_r , 对比温度为 T_r , 对比密度为 ρ_r 。

将真实的气体状态方程转换为格子单位下的状态方程：

$$p^{real} = p^{lu} p_c^{real} / p_c^{lu}, \rho^{real} = \rho^{lu} \rho_c^{real} / \rho_c^{lu}, T^{real} = T^{lu} T_c^{real} / T_c^{lu} \quad (3.55)$$

式中，“real”表示实际物理单位，“lu”表示格子单位。

以 vdW 状态方程为例，真实单位的 vdW 状态方程为：

$$p^{real} = \rho^{real} T^{real} R^{real} / (1 - b^{real} \rho^{real}) - a^{real} (\rho^{real})^2 \quad (3.56)$$

将 (3.33) 至 (3.35) 代入上式中，可得到格子单位下的状态方程及相关参数：

$$p^{lu} = \rho^{lu} T^{lu} R^{lu} / (1 - b^{real} \rho^{lu}) - a (\rho^{lu})^2 \quad (3.57)$$

$$R^{lu} = \rho_c^{real} T_c^{real} R^{real} p_c^{lu} / (p_c^{real} \rho_c^{lu} T_c^{lu}) \quad (3.58)$$

$$a^{lu} = a^{real} (\rho_c^{real} / \rho_c^{lu})^2 \quad (3.59)$$

$$b^{lu} = b^{real} \rho_c^{real} / \rho_c^{lu} \quad (3.60)$$

将 ρ_c^{lu} 代入 a^{lu} , b^{lu} 中可得：

$$a^{lu} = a^{real} p_c^{real} (R^{lu} T_c^{lu})^2 / [(T_c^{real} R^{real})^2 p_c^{lu}] \quad (3.61)$$

$$b^{lu} = b^{real} p_c^{real} R^{lu} T_c^{lu} / (T_c^{real} R^{real} p_c^{lu}) \quad (3.62)$$

式中 a^{real} 与 b^{real} 的值可经过如下方法得到：基于任意状态方程临界等温线求出密度的一阶导数和二阶导数^[104]；或者根据物质的特性系数，结合曲线耦合得到。

在 vdW 状态方程中：

$$a^{real} = 27 (R^{real} T_c^{real})^2 / (64 p_c^{real}), b^{real} = T_c^{real} R^{real} / (8 p_c^{real}) \quad (3.63)$$

将其代入 (3.32)，可得格子单位下的状态方程系数：

$$a^{lu} = 27 (R^{lu} T_c^{lu})^2 / (64 p_c^{lu}), b^{lu} = T_c^{lu} R^{lu} / (8 p_c^{lu}) \quad (3.64)$$

类似地，使用这种方法得到其他格子单位下的状态方程和系数。

3.5 计算步骤

格子 Boltzmann 的计算分为辅助块和模拟块两个部分，具体流程如图 3.5 所示。

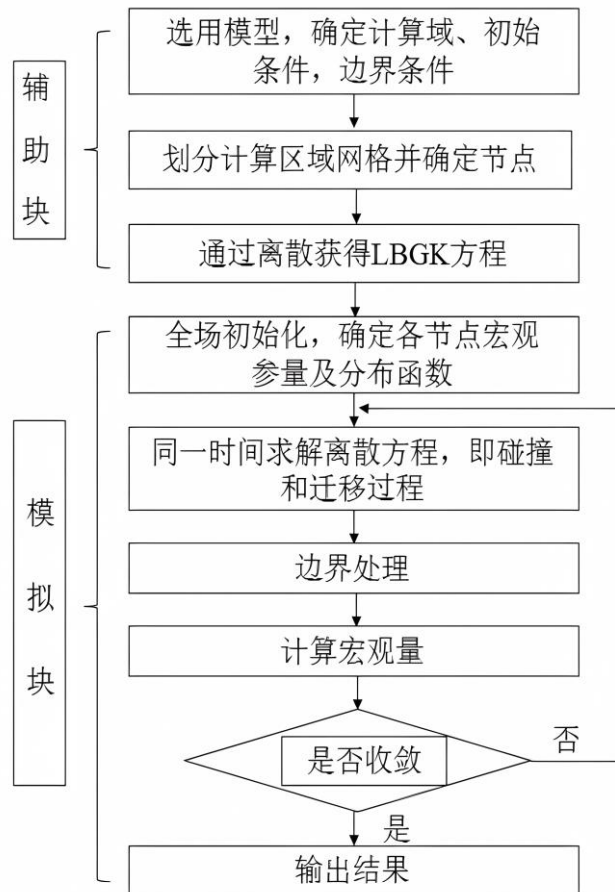


图 3.5 LBM 计算步骤

3.6 本章小结

本章描述了格子 Boltzmann 方法模型和流体计算域边界上的边界条件格式，并基于热管流体的相变传热机理，描述了格子 Boltzmann 方法的无量纲化、对比态原理及多相流流体模拟仿真的运行计算步骤，为基于此理论构建出多孔介质热管的相变传热模型奠定了理论基础。

4 基于格子 Boltzmann 方法的多孔介质热管相变传热模型研究

热管是具有高热流密度的微型传热设备，其研究被各国学者广泛关注。在热管流体工质的相变传热过程中，热管密度的变化直观反映了流体相变和流动特性；而热管温度场的变化清晰反映出流体工质的传热效率及热管的综合传热性能。这使得对于热管流体密度场、温度场的研究成为热管相变传热研究的关键所在。

本章将 Gong 提出的作用力形式与精确差分法结合，引入粒子间作用力，基于改进的 LBM 模型，耦合能量方程建立出双分布函数模型。其次，分析出多孔介质孔隙率、孔径、毛细力、流阻和渗透率的关系，使用随机函数生成粒径为 100 微米~150 微米的孔隙率不同的多孔介质，再设置出流体的热物性参数，为流体仿真奠定理论基础。

4.1 基于格子 Boltzmann 方法的多相流伪势模型

在 LBM 中，使用 LBGK 碰撞算子的流体粒子分布函数演化方程为：

$$f_i(x + e_i \delta_t, t + \delta_t) - f_i(x, t) = -1/\tau [f_i(x, t) - f_i^{(eq)}(x, t)] + \Delta f_i(x, t) \quad (4.1)$$

式中 $f_i(x, t)$ 是 t 时刻位于 x 处的速度为 e_i 粒子分布函数， τ 为松弛时间。 $\Delta f_i(x, t)$ 为体积力项。 $f_i^{(eq)}(x, t)$ 是相应的平衡态分布函数，即：

$$f_i^{(eq)} = w_i \rho \left[1 + \frac{e_i u}{c_s^2} + \frac{(e_i u)^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right] \quad (4.2)$$

其中， w_i 是权系数， ρ 是密度， c_s 是格子声速。

$\Delta f_i(x, t)$ 是体积力，可使用精确差分法计算得出，即：

$$\Delta f_i(x, t) = f_i^{(eq)}(\rho(x, t), u + \Delta u) - f_i^{(eq)}(\rho(x, t), u) \quad (4.3)$$

式中， $\Delta u = F \cdot \delta_t / \rho$ 为在 δ_t 时间步长内受体积力影响的速度变化量。 F 为：

$$F = F_{int}(x) + F_g(x) + F_s(x) \quad (4.4)$$

上式中， $F_{int}(x)$ 是相变时流体粒子之间的相互作用力， $F_s(x)$ 是流体和固体表面间的作用力， $F_g(x)$ 是重力。为了让模型更为精准，流体粒子的相互作用力 $F_{int}(x)$ 为：

$$F_{int}(x) = -\beta \psi(x) \sum_{x'} G(x, x') \psi(x') (x' - x) - \frac{1-\beta}{2} \sum_{x'} G(x, x') \psi^2(x') (x' - x) \quad (4.5)$$

$$G(x, x') = \begin{cases} g_1, & |x - x'| = 1 \\ g_2, & |x - x'| = \sqrt{2} \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4.6)$$

其中, β 是偏心因子, 对于 D2Q9 模型来说, $g_1 = 2g$, $g_2 = g/2$ 。

$\psi(x)$ 是局部有效质量函数, 即:

$$\psi(\rho) = \sqrt{\frac{2(p - \rho c_s^2)}{c_0 g}} \quad (4.7)$$

流体与固体的接触角大小取决于流固作用强度 g_s , 即:

$$F_s(x) = -(1 - e^{-\rho(x)}) \sum_i g_s w_i s(x + e_i \delta_t) e_i \delta_t \quad (4.8)$$

其中 $s(x)$ 是指示函数, 当 $s(x)$ 为 0 时代表的是液体, 当 $s(x)$ 为 1 时代表的是固体。

重力由下式给出, 其中 g 是重力加速度, ρ_{ave} 是在整个计算域中的平均密度。

$$F_g = g(\rho(x) - \rho_{ave}) \quad (4.9)$$

本文使用 D2Q9 模型, 当 $i=0$ 时权重因子为 0, 当 $i=1\sim 4$ 时权重因子为 $1/9$, 当 $i=5\sim 8$ 时权重因子为 $1/36$ 。各个方向上的速度矢量为:

$$e_i = \begin{cases} (0,0) & , i = 0 \\ (\pm 1, 0)c, (0, \pm 1)c & , i = 1\sim 4 \\ (\pm 1, \pm 1)c & , i = 5\sim 8 \end{cases} \quad (4.10)$$

其中 $c = \delta_x / \delta_t$ 为格子声速, δ_x 和 δ_t 选取 1。

同时使用 Peng-Robinson (P-R) 状态方程:

$$p = \frac{\rho RT}{1 - b\rho} - \frac{a\rho^2 \alpha(T)}{1 + 2b\rho - b^2 \rho^2} \quad (4.11)$$

其中, $a=2/49$, $b=2/21$, $R=1$, $\omega=0.344$ 。

$$\alpha(T) = [1 + (0.37464 + 1.54226\omega - 0.26992\omega^2) \cdot (1 - \sqrt{T/T_c})]^2 \quad (4.12)$$

通常 $c_s^2 = c^2/3$, 运动粘度为:

$$\nu = c_s^2(\tau - 1/2)\delta_t \quad (4.13)$$

流体的密度和速度为:

$$\rho = \sum_i f_i, \quad \rho u = \sum_i e_i f_i \quad (4.14)$$

真实速度 U 为:

$$\rho U = \sum_i e_i f_i + \frac{F}{2} \delta_t \quad (4.15)$$

4.2 粒子作用力

4.2.1 粒子间作用力形式

在格子 Boltzmann 多相流模型中, 由于粒子间的相互作用力使得流体相的分离是经常发生的。

4.2.1.1 现有的粒子间作用力形式

在 Shan-Chen 改进的模型中, 粒子间作用力形式为:

$$F_{int}(x) = -c_0 \psi(x) g_s \nabla \psi(x) \quad (4.16)$$

其中 g_s 表示粒子间作用强度系数; $\psi(x)$ 表示有效质量; c_0 表示由格子结构确定的系数^[105]。对于 D2Q9 模型, $c_0 = 6.0$ 。

(4.16) 所对应的流体状态方程为:

$$p = \rho c_s^2 + \frac{c_0}{2} g_s [\psi(\rho)]^2 \quad (4.17)$$

(4.17) 也可以写为:

$$\psi(\rho) = \sqrt{\frac{2(p - \rho c_s^2)}{c_0 g_s}} \quad (4.18)$$

压力 p 是由状态方程确定的, 将 p 带入 (4.18) 就能得到对应某一状态方程的有效质量。将任意状态方程导入格子 Boltzmann 多相流模型中, 就能得到对应不同的粒子间作用力形式的状态方程。

粒子间作用力在数值求解时, (4.16) 可离散为:

$$F_{int}(x) = -\psi(x) \sum_{x'} G(x, x') \psi(x') (x' - x) \quad (4.19)$$

其中, $G(x, x')$ 是格林函数, 满足 $G(x, x') = G(x', x)$ 。通常, 流体粒子间作用力的强度使用格林函数表示。如果 $G(x, x')$ 为负数, 那么粒子间是相互吸引的, 流体系统可分离为液相和气相。同时, 格林函数的使用方法也较为灵活。

Zhang 和 Chen 研究出新的方法引入任意状态方程, 在这种方法中, 粒子间作用力形式为:

$$F_{int}(x) = -\nabla U = -\nabla(p - \rho c_s^2) \quad (4.20)$$

上式中, $U = p - \rho c_s^2$ 。将状态方程中的压力 P 代入上式, 则可将任意状态方程引入格子 Boltzmann 多相流模型中。在数值求解时, (4.20) 的离散形式为:

$$F_{int}(x) = -\frac{1}{c_0} \sum_{x'} \frac{G(x, x')}{g_s} U(x')(x' - x) \quad (4.21)$$

4.2.1.2 新的粒子间作用力形式

Gong^[106]修改了 Shan-Chen 模型的粒子间作用力形式, 并提出了新的作用力形式。修改后的 (4.16) 可以等效写为:

$$F_{int}(x) = -c_0 g_s \nabla \psi^2(x')/2 \quad (4.22)$$

其对应的数值离散形式为:

$$F_{int}(x) = -\frac{1}{2} \sum_{x'} G(x, x') \psi^2(x')(x' - x) \quad (4.23)$$

结合 (4.16) 和 (4.22), Gong 得到新的粒子间作用力形式为:

$$F_{int}(x) = -\beta c_0 \psi(x) g_s \nabla \psi(x) - (1 - \beta) c_0 g_s \nabla \psi^2(x)/2 \quad (4.24)$$

其中, β 是权重因子。使用格林函数 $G(x, x')$ 可使数值结果有更好的各向同性。

$$G(x, x') = \begin{cases} g_1, & |x - x'| = 1 \\ g_2, & |x - x'| = \sqrt{2} \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4.25)$$

在 D2Q9 格子模型中, 式中 $g_1=2g$, $g_2=g/2$ 。

4.2.2 引入作用力方法

在流体流动过程中，不仅外力会影响它，流体本身的力也会影响流动。在这种情况下，就必须把流体力学的控制方程加入到格子 Boltzmann 模型中，以下是三种修正方法：

4.2.2.1 速度修正法

Shan 和 Chen 两人提出了速度修正法，修正了平衡状态分数函数中的速度 u ，进而使用 u^{eq} 来替代：

$$u^{eq} = u + \frac{\tau F}{\rho} \delta_t \quad (4.26)$$

式中 F 代表体积力。

Shan 和 Chen 根据平均碰撞前后的动量定义流体的真实速度，即：

$$\rho U = \rho u + \frac{\delta_t}{2} F \quad (4.27)$$

4.2.2.2 离散作用力法

在离散作用力法中，方程的演化经常在流体分布函数上进行：

$$\Delta F_i(x, t) = F(x, t) \delta_t \quad (4.28)$$

$F_i(x, t)$ 代表了作用力的数值离散程度。

在研究过程中，由于使用的作用力不同导致其数值离散形式也不相同。

在 Zhang 和 Chen 的模型中，作用力数值离散形式为：

$$F_i(x, t) = \omega_i \frac{e_i F}{c_s^2} \quad (4.29)$$

平衡态分布函数和流体速度经过 (4.13) 和 (4.15) 得到。

在 2002 年，Guo 等人提出了新的离散作用力格式，即：

$$F_i(x, t) = \left(1 - \frac{1}{2\pi}\right) \omega_i \left[\frac{e_i - U}{c_s^2} + \frac{(e_i U)}{c_s^4} e_i \right] F \quad (4.30)$$

U 是真实的流体速度，由 (4.27) 给出。

$$\rho u^{eq} = \sum_i e_i f_i + \frac{\delta_t}{2} F \quad (4.31)$$

对比 (4.27)、(4.30) 和 (4.31) 可知, Guo 格式中 u^{eq} 等于流体的真实速度 U 。相比之下, Guo 提出的新的离散作用力格式的准确性较高。

4.2.2.3 精确差分法

精确差分法由 Kupershtokh 提出, 此方法中的体积力在流体粒子分布函数方程后施加, 所以严格的差分方法的力为:

$$\Delta f_i(x, t) = f_i^{(eq)}(\rho(x, t), u + \Delta u) - f_i^{(eq)}(\rho(x, t), u) \quad (4.32)$$

由于力的作用, $\Delta u = F\delta_t/\rho$ 导致了在时间步长 δ_t 内的速度变化, 此方法中的真实流体速度通常由 (4.27) 得到。

由于精确差分法的求解精度高, 故而本文将使用此方法进行数值模拟。

4.2.3 非理想气体状态方程

4.2.3.1 Shan-Chen 状态方程

$$p = \frac{1}{3}\rho + \frac{c_0}{2}g\rho_0^2[1 - \exp(-\rho/\rho_0)]^2 \quad (4.33)$$

Shan 和 Chen 提出并定义了 Shan-Chen 状态方程, 且方程中 $\rho_0 = 1.0$ 。

经过 (4.34) 中的压力对密度的一阶导数和二阶导数等于零, 得到 Shan-Chen 状态方程的临界点。

$$\rho_c = \rho_0 \ln 2, \quad g_c = -\frac{2}{9\rho_0} \quad (4.34)$$

(4.33) 与常见气体状态方程的不同在于消去了温度参数 T , 但是温度参数又不可以忽略, 于是在此模型中给出了温度的定义 $T = -1/g$ 。

此时, Shan-Chen 状态方程的临界温度 $T_c = 4.5\rho_0$ 。

4.2.3.2 范德瓦尔状态方程

范德瓦尔提出了范德瓦尔状态方程, 其表达式为:

$$p = \frac{\rho RT}{1-b\rho} - a\rho^2 \quad (4.35)$$

在上式中, a 和 b 分别为引力因子和斥力因子, 对分子间的吸引力和分子体积的影响进行表征。其中对应的密度、温度、和压力等临界参数分别为: $\rho_c = 1/3b$, $T_c = 8a/27Rb$, $p_c = a/27b^2$ 。取 $a = 9/49$, $b = 2/21$, $R = 1$, 则 $\rho_c = 3.5$, $T_c = 4/7$ 。

4.2.3.3 Peng-Robinson 状态方程 (P-R 状态方程)

$$p = \frac{\rho RT}{1-b\rho} - \frac{a\rho^2\alpha(T)}{1+2b\rho-b^2\rho^2} \quad (4.36)$$

根据状态方程及其对应物质临界系数表^[107], 上式中的 $\alpha(T) = [1 + (0.37464 + 1.54226\omega - 0.26992\omega^2) \cdot (1 - \sqrt{T/T_c})]^2$ 。其中 $\omega=0.344$, 它是与流体工质相关的偏心因子。它的临界参数可由参数 a 和 b 的转化得到: $a = 0.45724R^2T_c^2/\rho_c, b = 0.0778RT_c/\rho_c, a = 2/49, b = 1/21, R = 1$ 。

由于 Peng-Robinson 状态方程精度较高, 常被使用在水、氨水等流体中, 结合本文模拟对象为水基纳米流体, 其物理性质与 Peng-Robinson 状态方程较为契合, 故而将使用 Peng-Robinson 状态方程对热管进行相变传热数值模拟。

4.3 能量方程模型

在忽略粘性耗散热的条件下, 温度场由下式得到:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (UT) = \nabla \cdot (\alpha \nabla T) + \varphi \quad (4.37)$$

在忽略粘性耗散热时, 温度分布函数的演化方程为:

$$g_i(x + e_i\delta_t, t + \delta_t) - g_i(x, t) = -\frac{1}{\tau_T}(g_i(x, t) - g_i^{eq}(x, t)) + \delta_t\omega_i\varphi \quad (4.38)$$

其中 $g_i(x, t)$ 是在 x 位置、 t 时刻与 e_i 速度方向上的温度分布函数, τ_T 表示为温度场无量纲松弛时间。其平衡态分布函数 $g_i^{eq}(x, t)$ 为:

$$g_i^{eq}(x, t) = w_i T \left[1 + \frac{e_i u}{c_s^2} + \frac{(e_i u)^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right] \quad (4.39)$$

温度场将使用 D2Q9 模型计算, 其热扩散系数为:

$$\alpha = c_s^2 \left(\tau_T - \frac{1}{2} \right) \delta_t \quad (4.40)$$

在气液共存界面, 流体性质 χ 为:

$$\chi = \chi_{liquid} \cdot \frac{\rho - \rho_{vapor}}{\rho_{liquid} - \rho_{vapor}} + \chi_{vapor} \cdot \frac{\rho_{liquid} - \rho}{\rho_{liquid} - \rho_{vapor}} \quad (4.41)$$

此外，温度由下式给出：

$$T = \sum_i g_i \quad (4.42)$$

忽略粘性耗散热的熵平衡方程为：

$$\rho T \frac{ds}{dt} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \quad (4.43)$$

根据熵的热力学关系有：

$$T ds = C_v dT + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv = C_v dT - T \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho d\rho \quad (4.44)$$

因此，(4.43) 可以写为：

$$\frac{dT}{dt} = \nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{\rho C_v} \nabla T \right) + \frac{T}{\rho^2 C_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \frac{d\rho}{dt} \quad (4.45)$$

其中 λ 为导热率， $\alpha = \lambda/(\rho C_v)$ 。

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + (U \cdot \nabla) T \quad (4.46)$$

带入 (4.45) 得：

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (UT) = \nabla \cdot (\alpha \nabla T) + \frac{T}{\rho^2 C_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \frac{d\rho}{dt} + T \nabla \cdot U \quad (4.47)$$

对比 (4.37) 和 (4.47) 可得出能量方程的源项：

$$\varphi = \frac{T}{\rho^2 C_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \frac{d\rho}{dt} + T \nabla \cdot U \quad (4.48)$$

根据质量守恒方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (4.49)$$

带入 (4.47) 中可求出源项：

$$\varphi = T \left[1 - \frac{1}{\rho C_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \right] \nabla U \quad (4.50)$$

4.4 模型验证及拟合参数设置

如图 4.1 所示, 当热管开始工作时, 蒸发端开始吸收热源热量, 热管内部温度平衡瞬间被打破, 部分液态流体迅速吸收热源热量并发生相变, 转化为水蒸气, 向上运动并进入蒸汽通道内, 经过蒸汽通道进入冷凝端放热液化, 液化后的冷凝端流体在多孔介质吸液芯的毛细力作用下回流到蒸发端。此过程中, 涉及到气液相变共存及流动传热传质过程, 因此需要对模型的准确性进行验证, 并设置出流体的热物性参数。

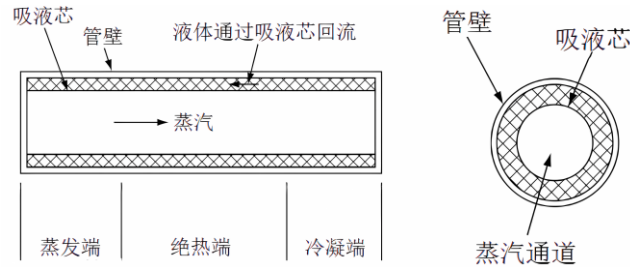


图 4.1 热管构造及工作原理

4.4.1 模型验证

4.4.1.1 气液共存曲线与 Maxwell construction 理论模型验证

4.4.1.1.1 非理想气体状态方程 P-V 曲线的 Maxwell construction 理论^[108]

图 4.2 所示为某特定温度下非理想气体状态方程, 如 P-R EOS 的 P-V 曲线。如果流体物质是超临界的, 则 $T > T_c$, 此时 P-V 曲线是单调变化的, 每一个压力值对应于一个特定的密度。在这种情况下, 气液两相没有明显的界限, 无法气液分离。如果流体物质是次临界的, 则 $T < T_c$, 此时 P-V 曲线不再是单调的, 这表明一个压力可以对应于不同的密度, 也就发生了气液分离, 处于饱和液相和饱和气相共存的平衡状态, 即在同一时刻, 由液相转换为气相的速度与气相转换为液相的速度均衡^[109]。

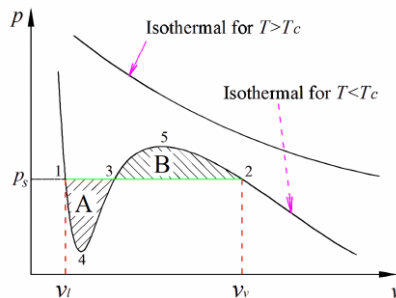


图 4.2 Maxwell construction 示意图^[110]

对于某饱和温度的饱和液相和饱和气相密度可以由 Maxwell construction 理论确定。在 Maxwell construction 理论中, 使用水平线替代 P-V 曲线中非物理振荡部分 1-4-3-5-2, 此时图 4.2 中面积 A 与面积 B 相等, 气液两相保持平衡。

4.4.1.1.2 模拟结果与 Maxwell construction 理论解的对比

本文模拟涉及相变传热过程, 为了得到饱和液相和饱和气相的共存曲线, 结合使用的 P-R EOS 方程及 Maxwell construction 进行模型验证, 如图 4.3 和图 4.4 所示。

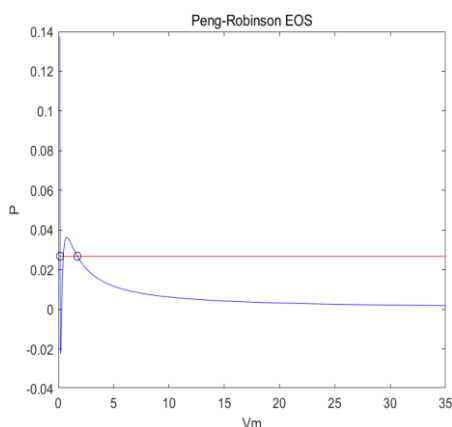


图 4.3 P-R EOS 方程求解图

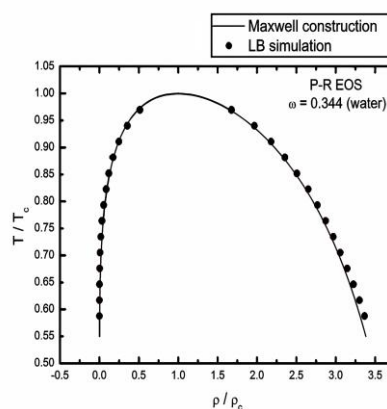
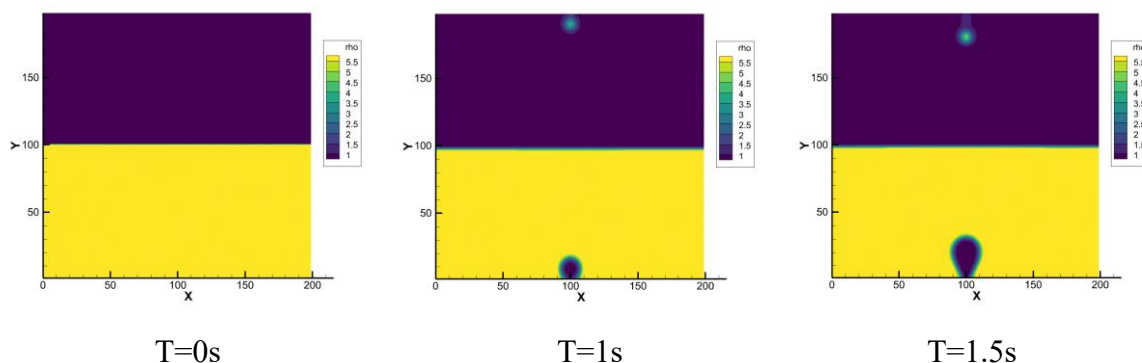


图 4.4 Maxwell construction

图 4.3 中将 Gong^[106]提出的粒子间作用力结合格子 Boltzmann 方法两相流模拟得到的 P-R EOS 方程共存曲线^[107]与图 4.4 中的 Maxwell construction 进行对比。其中 P-R EOS 方程使用本文模拟时使用到的流体饱和温度, 给出了流体气液密度比; 而 Maxwell construction 图中墨点表示本文所提模型的模拟值, 光滑曲线为 Maxwell construction 结构曲线, 发现其很好地拟合了 Maxwell construction 理论解, 从而验证了本文所使用到模型是准确可靠的。

4.4.1.2 相分离验证

为验证所选模型适用于气液相变传热流动, 并可以实现气液两相分离, 本文选取 200x200 的网格结构对其进行相分离验证。在模型的上、下壁面中心处分别施加一个冷热点热源, 图 4.5 和图 4.6 分别为不同时刻下流体密度和压力的变化过程, 对不同时刻分析可知, 液体区生成气泡并脱离壁面, 而蒸汽区也出现液滴并自由下落。



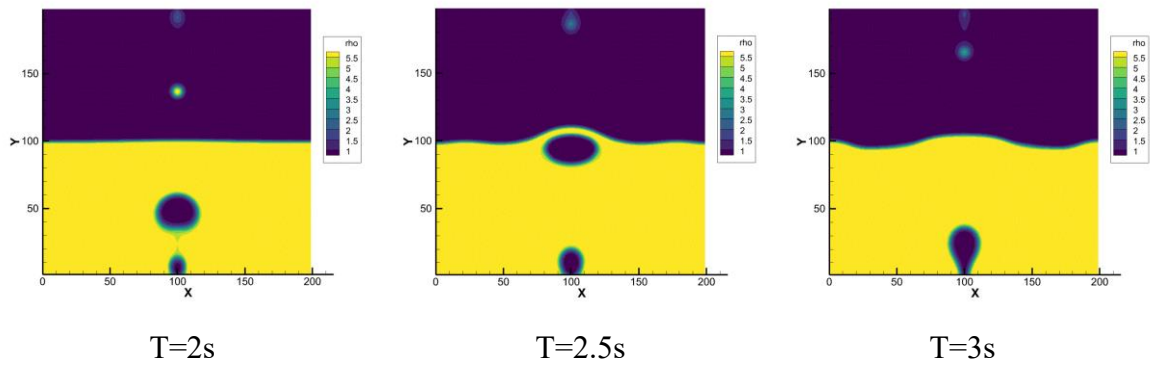


图 4.5 相分离密度验证

如图 4.5 所示，当 $T=1$ 秒时，液体区域出现小气泡，且气体区域同样存在凝聚成形的小液滴。随着时间的推移，当 $T=2$ 秒时，液体区域的气泡逐渐脱离壁面，并且气体区域的小液滴也垂直向下运动。当 $T=3$ 秒时，液滴落入液体区域，并且气泡进入气体区域，气液两相实现互相分离。

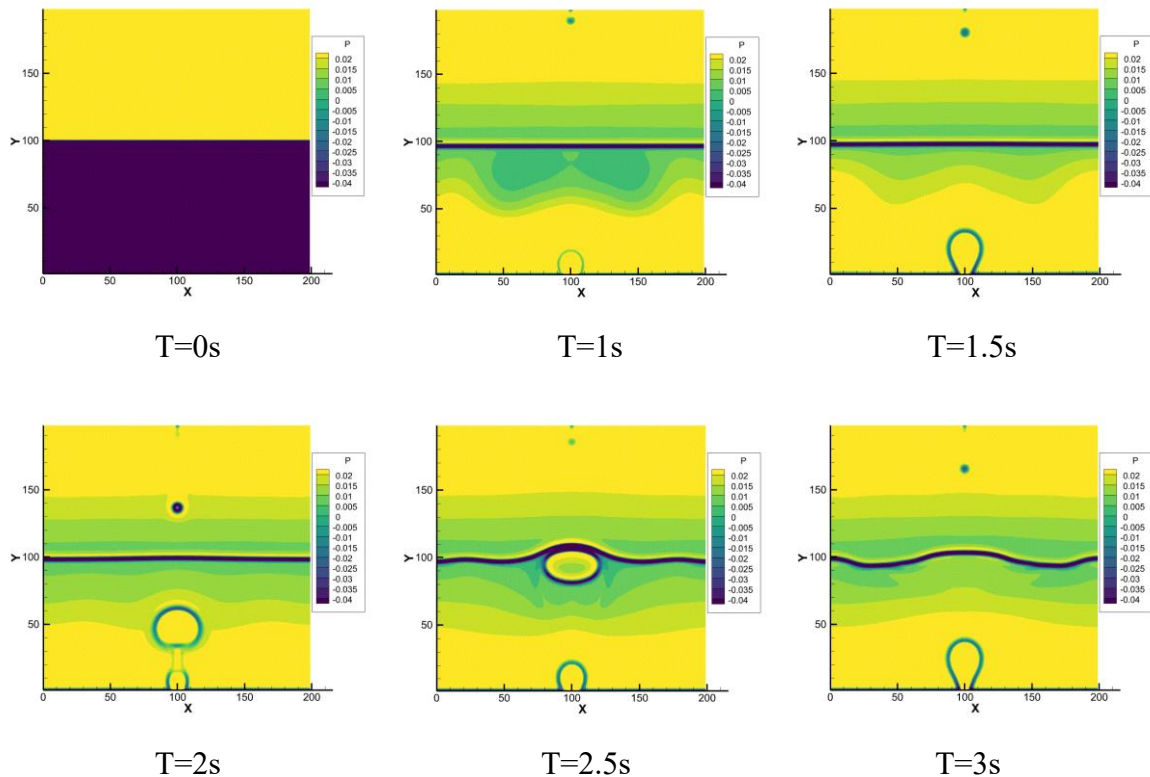


图 4.6 相分离压力验证

如图 4.6 所示，当 $T=1$ 秒时，液体区域出现小气泡，且气体区域同样存在凝聚成形的小液滴。随着时间的推移，当 $T=2$ 秒时，液体区域的气泡逐渐脱离壁面，并且气体区域的小液滴也垂直向下运动。当 $T=3$ 秒时，液滴落入液体区域，并且气泡进入气体区域，气液两相实现互相分离。

4.4.1.3 网格无关性验证

为了验证所使用的网格数量与流体的气液相变传热过程模拟结果的无关性,本文在模型上、下壁面中心处分别施加一个冷热点热源,且设置出 175x175、200x200 和 225x225 三组网格结构进行模拟验证,如图 4.7 和图 4.8 所示。

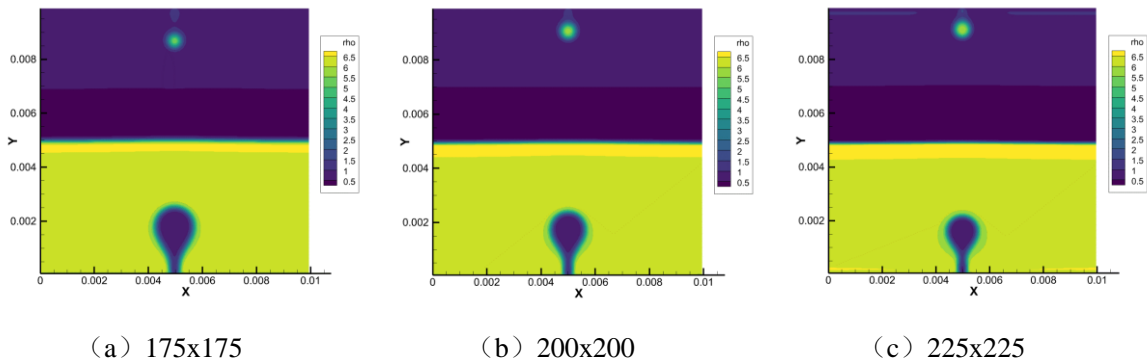


图 4.7 网格无关性密度验证

如图 4.7 所示,在模型上下壁面中心处施加冷热点热源,液体区生成气泡,而蒸汽区出现液滴。经过 175x175、200x200 和 225x225 三组网格结构密度验证,气泡直径始终维持在 1.5 毫米,液滴直径始终维持在 0.4 毫米,这客观地证明了气液相变传热过程与模型网格数量无关。

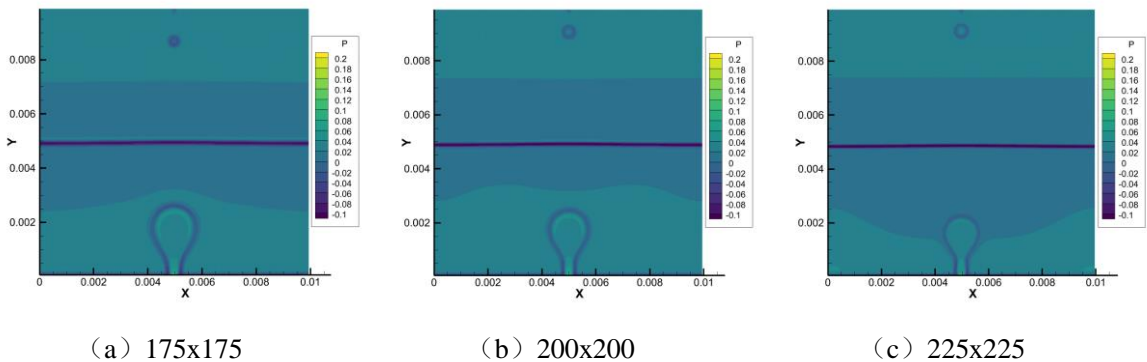


图 4.8 网格无关性压力验证

如图 4.8 所示,在模型上下壁面中心处施加冷热点热源,液体区生成气泡,而蒸汽区出现液滴。经过 175x175、200x200 和 225x225 三组网格结构压力验证,气泡直径始终维持在 1.5 毫米,液滴直径始终维持在 0.4 毫米,这客观地证明了气液相变传热过程与模型网格数量无关。

4.4.2 拟合参数设置

整个相变换热过程在 2000×400 计算域中进行:

计算域中 $y \leq 150$ 为多孔介质和液体, $y \geq 150$ 的部分为水蒸气。

热管 $x \leq 200$ 为蒸发端, 在底部施加热源 $T = 1.2 \cdot T_c$;

热管 $x \geq 1200$ 为冷凝端, 在底部施加冷源 $T = 0.8 \cdot T_c$;

热管 $200 \leq x \leq 1200$ 为绝热端, 其底部的均衡温度为 $T = 1.0 \cdot T_c$ 。

流体的沸腾温度 $T_s = 0.9 \cdot T_c$ 。

其它流体热物性及格子尺度系数如表 4.1 所示^[111]。

表 4.1 模拟重要参数表

物理名称	实际物理量	格子单位量
格子长度	0.000025m	1
液相密度	713.97kg/m ³	5.9
气相密度	70.18kg/m ³	0.58
液相粘度	0.0000823Pa · s	0.354
气相粘度	0.0000201Pa · s	0.086
液相热扩散系数	0.000000247m ² /s	0.129
气相热扩散系数	0.000000356m ² /s	0.185
临界温度	647.3K	0.072922
临界密度	322kg/m ³	2.66091
纳米颗粒导热系数	237W/ (m · K)	Null
纳米颗粒密度	2700kg/m ³	Null
纳米颗粒比热容	880J/ (kg · K)	Null

注: 格子单位量无量纲。

4.5 多孔介质的研究及生成

4.5.1 多孔介质研究

研究表明,多孔介质粒径对多孔介质的毛细力和渗透性具有绝对影响。当多孔介质的粒径减小时,多孔介质的毛细力呈现出较强的上升趋势。与此同时,流体在多孔介质中的渗透性也将逐渐减小。这反映出多孔介质的粒径与流体流动性的显著联系。

孔径为 $120\sim 150\mu\text{m}$ 的多孔介质的不同孔隙间是互相连通的,孔隙结构较大。此时,小孔表层非常光滑平整,与液体表面的接触角较大。然而,孔隙直径较小的多孔介质也具有相互连通的孔隙结构,但与 $120\sim 150\mu\text{m}$ 的样品相比,多孔介质的结构尺寸变小,小孔表层呈凹凸结构,液体接触角减小。

根据分析, $120\sim 150\mu\text{m}$ 的多孔介质具有相互连通的小孔隙,可以使液体顺利经过。当孔径减小时,多孔介质内部相互连通的孔隙数量明显减少,这意味着流过的液体也会减少。在孔隙率不变的情况下,增大孔隙尺寸会使渗透率增大,流阻减小,有利于液体回流;但与此同时,多孔介质的毛细压力会降低,导致驱动不足。当孔径减小时,多孔介质的毛细压力增大,渗透率减小,流动阻力增大。为了使热管得到最好的传热效果需要平衡多孔介质的毛细力和渗透性。

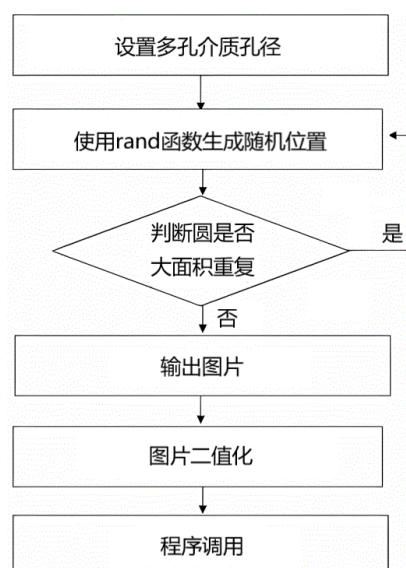
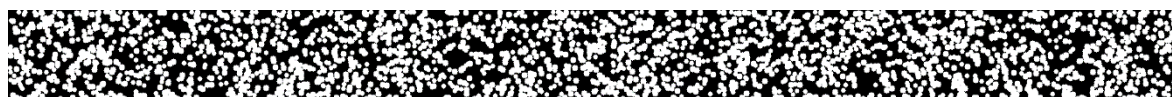


图 4.9 多孔介质生成流程图

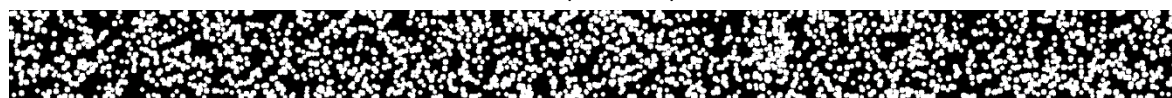
流程如图 4.9 所示,在多孔介质生成的应用方面,首先设置出圆孔径的直径长度,再使用 rand 函数生成随机值,将随机点坐标作为多孔介质圆心,使用判断函数确定出圆没有大面积重合后程序继续运行,直到生成所需的孔隙率多孔介质。

4.5.2 多孔介质生成

在综合分析了多孔介质孔隙率及粒径对流体流动性能的联系后,本文使用直径为 $100\text{ }\mu\text{m}\sim 150\text{ }\mu\text{m}$ 的圆铜作为多孔介质的材料,设置 40%、50%、60%三种孔隙率进行研究。这些圆的直径由随机函数随机生成的,位置是使用随机函数确定的圆心的位置,多孔介质最终生成图如图 4.10 所示。



(a) 40%孔隙率 $100\text{ }\mu\text{m}\sim 150\text{ }\mu\text{m}$ 直径多孔介质



(b) 50%孔隙率 $100\text{ }\mu\text{m}\sim 150\text{ }\mu\text{m}$ 直径多孔介质



(c) 60%孔隙率 $100\text{ }\mu\text{m}\sim 150\text{ }\mu\text{m}$ 直径多孔介质

图 4.10 多孔介质吸液芯模拟图

4.6 本章小结

本章给出了热管流体的格子 Boltzmann 方法和粒子间作用力形式及其引入方法。将 Gong 所提出的粒子间作用力形式与精确差分法结合,引入粒子间作用力,基于改进的 LBM 伪势模型,耦合能量方程建立出双分布函数模型,经过推导得到源项的表达式,构建出气液相变传热的两相流 LBM 模型。

其次,基于现有的对多孔介质的研究,分析出多孔介质孔隙率、孔径、渗透率、流动阻力和毛细力之间的关系,使用随机函数生成粒径为 100 微米~150 微米的孔隙率不同的多孔介质,再设置出将使用到的关键参数,为流体仿真奠定了理论基础。

5 基于格子 Boltzmann 的多孔介质热管中纳米流体的相变传热研究

热管是具有高热流密度的微型传热设备，在热管运行过程中，管内流体的性能对热管的综合传热能力有所影响。相较于传统流体，纳米材料的运用提升了基础溶液的热物性能，因此纳米流体被广泛运用于工业换热设备中。然而纳米流体的种类繁多，在研究其传热机制时，应考虑其宏观热物性对热管相变传热过程的影响。

本章使用了随机函数方法生成的多孔介质结构，结合构建好的格子 Boltzmann 模型，耦合能量方程，研究了纳米流体对热管的强化传热效应，使用了控制变量的思路定量分析了纳米流体热物性、热源温度、多孔介质等要素对热管传热的影响，并对多孔介质内流体的流动情况进行了表征，综合讨论了流体介质对热管传热的影响。

5.1 热管内相变传热分析

在研究纳米流体热管内部相变传热机制时，可以从纳米流体浓度、颗粒粒径、热管热源温度、多孔介质孔隙率等多角度展开分析。为了直观展现热管内部的相变传热运行特性，本小章对热管蒸发端和热管冷凝端进行温度场及密度的变化进行分析，以此展示出热管运行时的相变传热过程。

5.1.1 热管蒸发端流体温度场及密度变化分析

取 1% 体积浓度的纳米流体作为研究对象，热管蒸发端温度云图如图 5.1 所示。

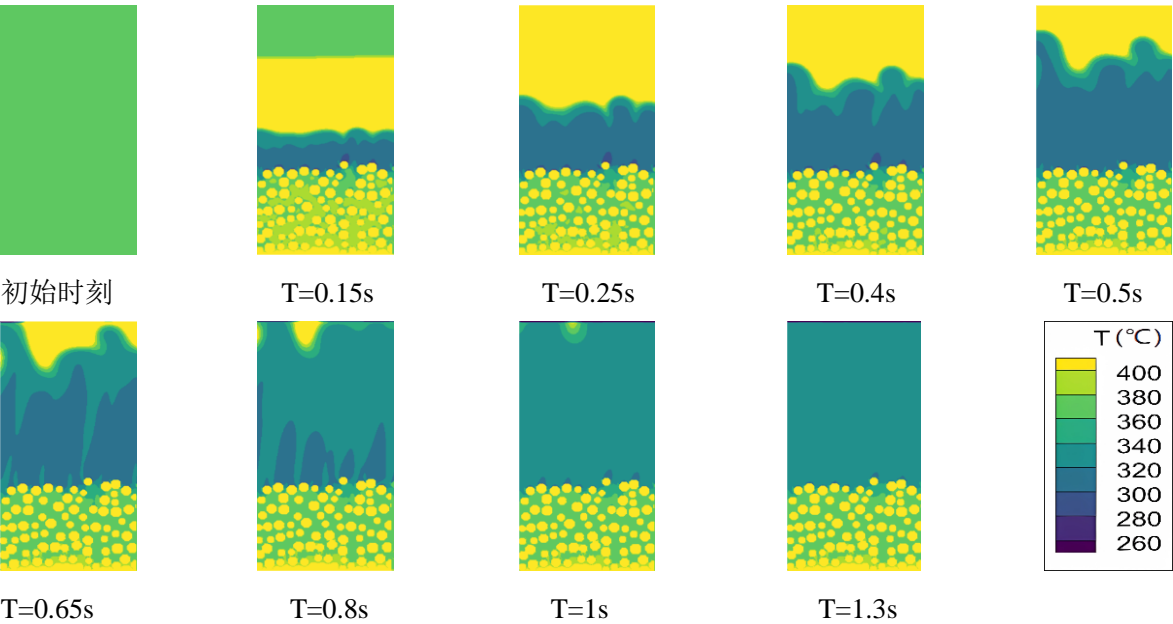


图 5.1 热管蒸发端温度云图

由图 5.1 的蒸发端温度场分布情况可以看出，在模拟的初始时刻，热管内部温度均相同，当蒸发端汲取热源的热量后，温度场分布发生改变，多孔介质内部的液体发生相变后向上运动。 $t=0.1$ 秒之后，由于液态工质在蒸发端蒸发导致局部温度逐渐升高。到 $t=0.25$ 秒后，高温水蒸气逐渐增多。当时间进一步推移，直到 $t=1$ 秒时，蒸发端温度处于动态平衡状态，温度保持不变。

取 1% 体积浓度的纳米流体作为研究对象，热管蒸发端密度云图如图 5.2 所示。

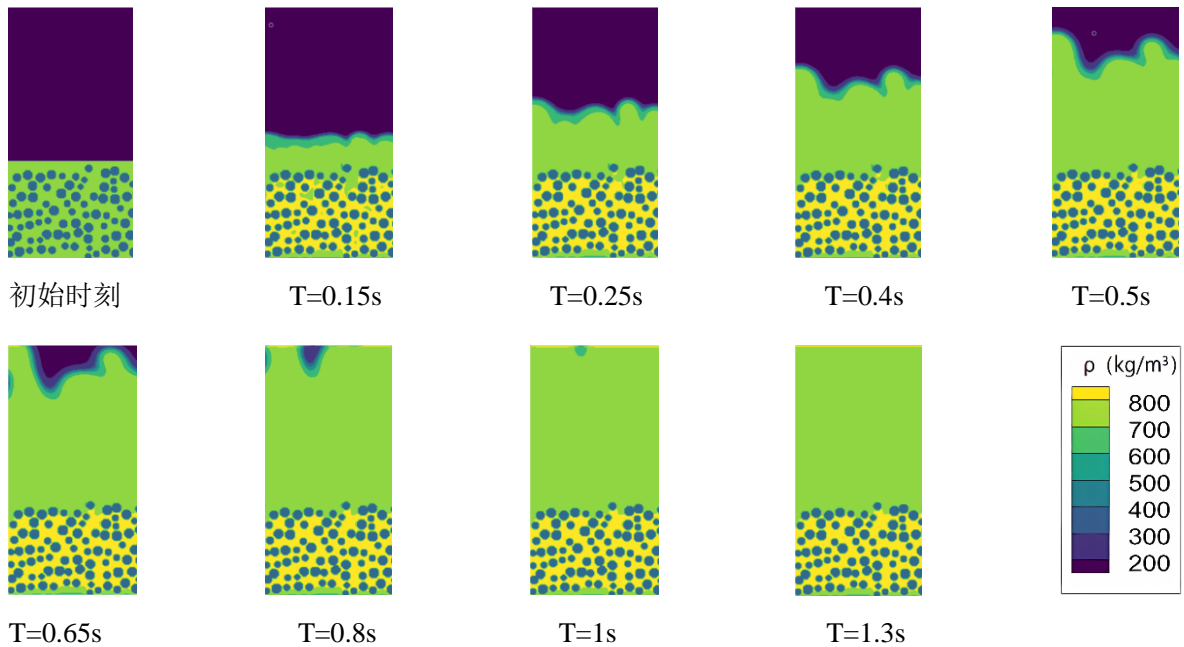
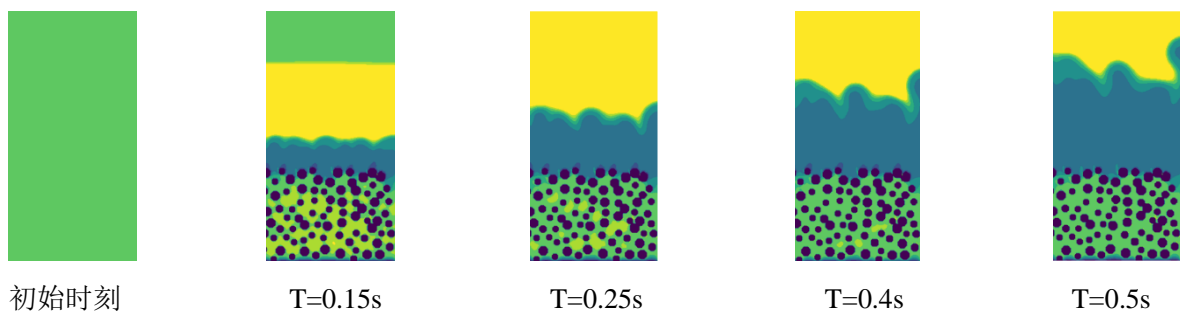


图 5.2 热管蒸发端密度云图

由热管内密度云图可以看出，初始时刻时，热管中心处和多孔介质内部的流体密度趋于均等。当模拟进行时，多孔介质内部的流体发生气液相变，管径中心的密度逐渐增大。当热管模拟到平衡状态时，热管内密度分布将保持不变。

5.1.2 热管冷凝端流体温度场及密度变化分析

取 1% 体积浓度的纳米流体作为研究对象，热管冷凝端温度云图如图 5.3 所示。



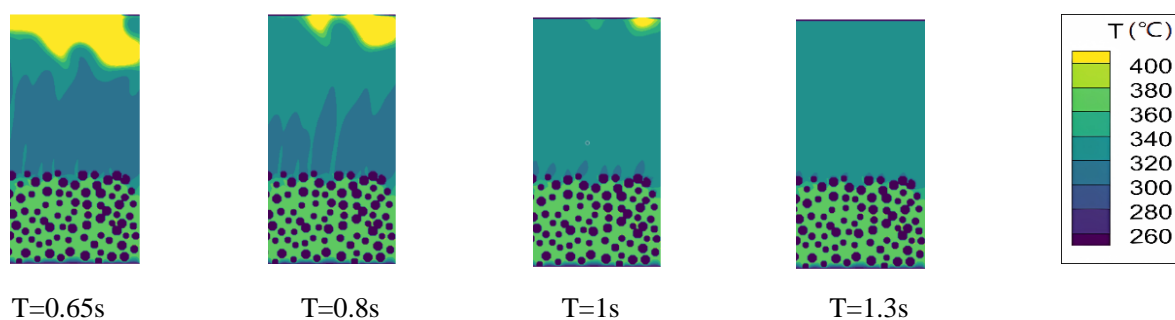


图 5.3 热管冷凝端温度云图

由图 5.3 的冷凝端温度场分布情况可以看出,在模拟的初始时刻,热管内部温度均相同。当开始给予冷源温度时,温度场分布发生改变,蒸汽通道内的气体向下运动,迅速在冷凝端边界上释放热量后转化为液体回流至蒸发端。当 $t=1$ 秒时,温度变化开始变缓,直到冷凝端温度动态平衡。

取 1% 体积分浓度的纳米流体作为研究对象,热管冷凝端密度云图如图 5.4 所示。

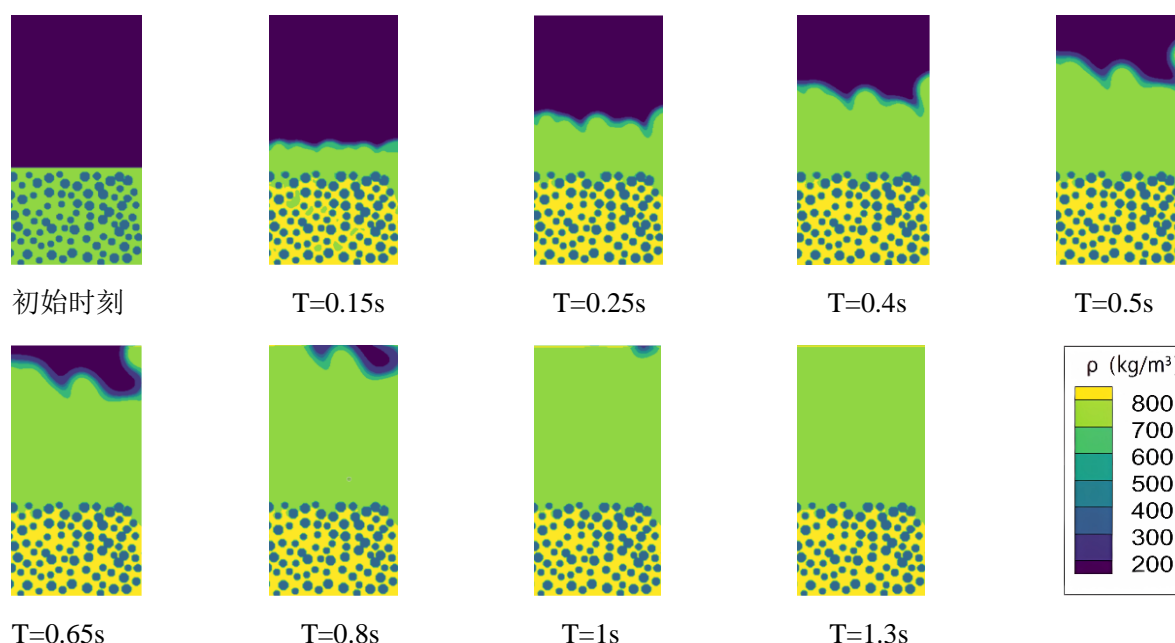


图 5.4 热管冷凝端密度云图

由热管内密度云图可以看出,初始时刻时,热管中心处和多孔介质内部的流体密度趋于均等。当模拟进行时,多孔介质内部的流体发生气液相变,热蒸汽经过蒸汽通道由蒸发端抵达冷凝端,冷凝端的管径中心处密度逐渐增大。当热管模拟到平衡状态时,热管内密度分布将保持不变。

5.2 纳米流体对热管的相变传热分析

5.2.1 纳米流体体积分数对热管的相变传热分析

为了探究纳米流体浓度对热管传热性能的影响,本文又继续模拟了在边界条件相同、体积分数不同的情况下热管的蒸发端和冷凝端的平均壁面温度随时间的对应变化情况。

此处模拟设置出基础溶液、低体积浓度纳米流体(2%体积浓度)、中等体积浓度纳米流体(5%体积浓度)和高体积浓度纳米流体(10%体积浓度)的四组模拟对象进行对照分析。分别对热管的蒸发端和冷凝端的平均壁面温度进行对照分析,在0.4秒内每100个时间步长分析一组数据,在0.4秒后每200个时间步长分析一组数据,如图5.5和图5.6所示。

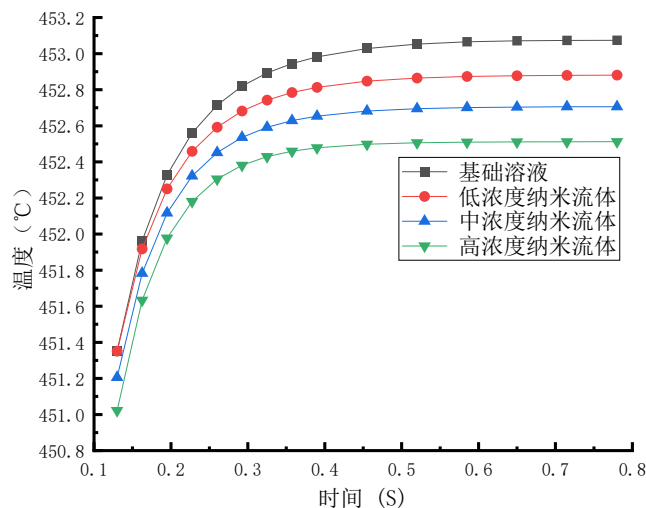


图 5.5 热管蒸发端在不同体积分数下的平均壁面温度与时间的关系

由图 5.5 可知,当传热开始后,使用高体积浓度纳米流体的热管蒸发端的平均壁面温度的升温速率低于使用基础溶液和中低体积浓度纳米流体的热管蒸发端的平均壁面温度的升温速率。在温度稳定后,使用高体积浓度纳米流体的热管蒸发端的稳定平均壁面温度低于使用基础溶液和中低体积浓度纳米流体的热管蒸发端的稳定平均壁面温度。这表明使用高体积浓度纳米流体的热管导热最为迅速,在相同热源温度的情况下,蒸发端流体可以最为迅速地汽化吸热,并将热量传递到冷凝端,热管综合传热性能最为优异。

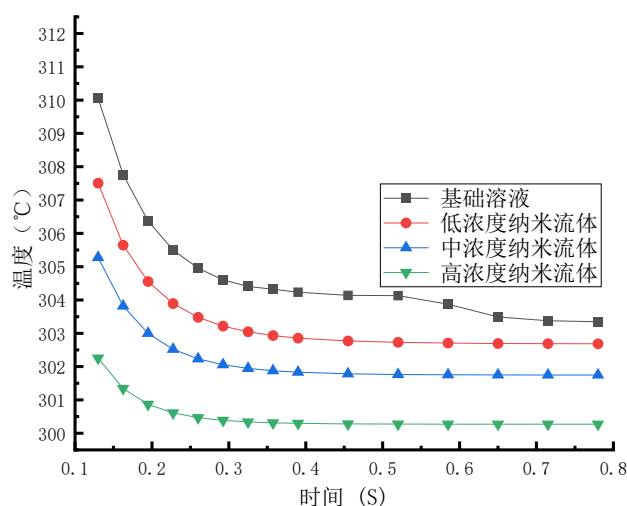


图 5.6 热管冷凝端在不同体积分数下的平均壁面温度与时间的关系

由图 5.6 可知, 当传热开始后, 使用高体积浓度纳米流体的热管冷凝端的平均壁面温度的降温速率高于使用基础溶液和中低体积浓度纳米流体的热管冷凝端的平均壁面温度的降温速率。在温度稳定后, 使用高体积浓度纳米流体的热管冷凝端的稳定平均壁面温度低于使用基础溶液和中低体积浓度纳米流体的热管冷凝端的稳定平均壁面温度。这表明使用高体积浓度纳米流体的热管导热最为迅速, 在相同冷源温度的情况下, 冷凝端流体可以最为迅速地液化放热, 并将热量传递到自然环境中, 热管综合传热性能最为优异。

由此可得, 热管相变传热性能随着热管内纳米流体介质的体积分数的增加而提高, 且中高体积浓度纳米流体对于设备传热性能增强较为明显。相较于传统流体, 纳米流体更适宜作为换热器的理想介质。

5.2.2 纳米流体颗粒粒径对热管的相变传热分析

为了探究纳米颗粒粒径对热管传热性能的影响, 本文又继续模拟了在边界条件相同、粒径直径不同情况下使用 1% 体积浓度纳米流体的热管的蒸发端和冷凝端的平均壁面温度随时间的对应变化情况。

此处模拟设置出 20nm 粒径、50nm 粒径和 100nm 粒径的 1% 体积分数纳米流体的三组模拟对象进行对照分析。分别对热管的蒸发端和冷凝端的平均壁面温度进行对照分析, 在 0.4 秒内每 100 个时间步长分析一组数据, 在 0.4 秒后每 200 个时间步长分析一组数据, 如图 5.7 和图 5.8 所示。

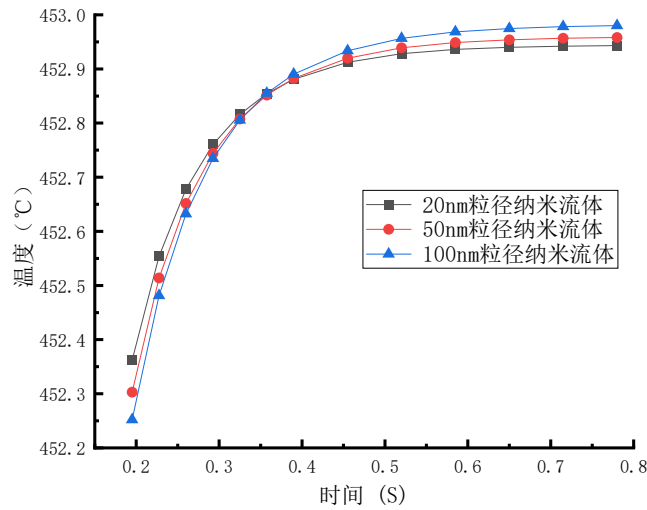


图 5.7 热管蒸发端在不同颗粒粒径下的平均壁面温度与时间的关系

由图 5.7 可知，当传热开始后，在浓度相同的情况下，使用粒径直径较大的纳米流体的热管蒸发端的平均壁面温度的升温速率高于使用粒径直径较小的纳米流体的热管蒸发端的平均壁面温度的升温速率。在温度稳定后，使用粒径直径较小的纳米流体的热管蒸发端的稳定平均壁面温度低于使用粒径直径较大的纳米流体的热管蒸发端的稳定平均壁面温度。这表明使用粒径直径较小的纳米流体的热管导热最为迅速，在相同热源温度的情况下，蒸发端流体可以最为迅速地汽化吸热，并将热量传递到冷凝端，热管综合传热性能最为优异。

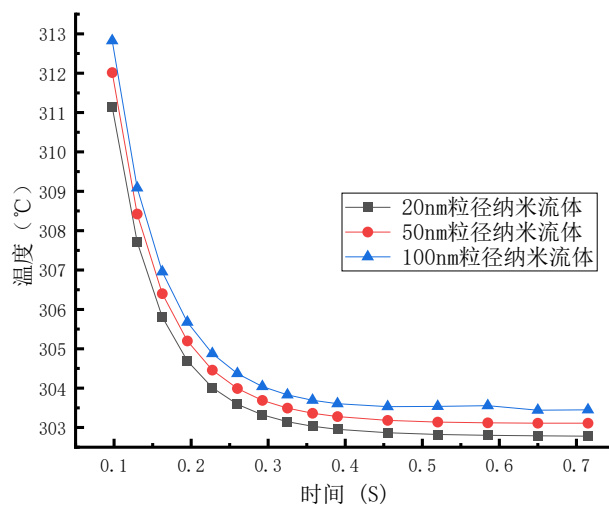


图 5.8 热管冷凝端在不同颗粒粒径下的平均壁面温度与时间的关系

由图 5.8 可知,当传热开始后,在浓度相同的情况下,使用粒径直径较小的纳米流体的热管冷凝端的平均壁面温度的降温速率高于使用粒径直径较大的纳米流体的热管冷凝端的平均壁面温度的降温速率。在温度稳定后,使用粒径直径较小的纳米流体的热管冷凝端的稳定平均壁面温度低于使用粒径直径较大的纳米流体的热管冷凝端的稳定平均壁面温度。这表明使用粒径直径较小的纳米流体的热管导热最为迅速,在相同冷源温度的情况下,冷凝端流体可以最为迅速地液化放热,并将热量传递到自然环境中,热管综合传热性能最为优异。

但对比纳米流体浓度对于热管传热性能的改变,纳米颗粒粒径对热管传热性能的影响幅度偏小,考虑其主要原因为纳米流体浓度改变了流体热扩散系数和流体比热容,而粒径对流体比热容的改变效果不显著。

由此可得,热管相变传热性能随着热管内纳米流体介质的颗粒粒径的增加而减小,但粒径的改变对热管传热性能的影响幅度小于纳米流体浓度的改变。在相同体积浓度的情况下,粒径较小的纳米流体更适宜作为管式换热器的理想介质。

5.3 热源温度对热管的相变传热分析

5.3.1 不同热源温度对热管的相变传热分析

为研究热源温度对热管传热性能的影响,本文又继续模拟了在边界条件相同、热源温度不同的条件下使用 1% 体积浓度纳米流体的热管和使用基础溶液的热管的蒸发端和冷凝端的平均壁面温度随时间的对应变化情况。

此处模拟设置出四组温度的模拟对象进行对照分析,其温差逐渐增大:

Group 1 : 热源温度为 $1.20T_c$ 、冷源温度为 $0.80T_c$;

Group 2 : 热源温度为 $1.25T_c$ 、冷源温度为 $0.80T_c$;

Group 3 : 热源温度为 $1.30T_c$ 、冷源温度为 $0.80T_c$;

Group 4 : 热源温度为 $1.35T_c$ 、冷源温度为 $0.80T_c$ 。

分别对热管的蒸发端和冷凝端的平均壁面温度进行对照分析,在 0.4 秒内每 100 个时间步长分析一组数据,在 0.4 秒后每 200 个时间步长分析一组数据,如图 5.9 和图 5.10 所示。

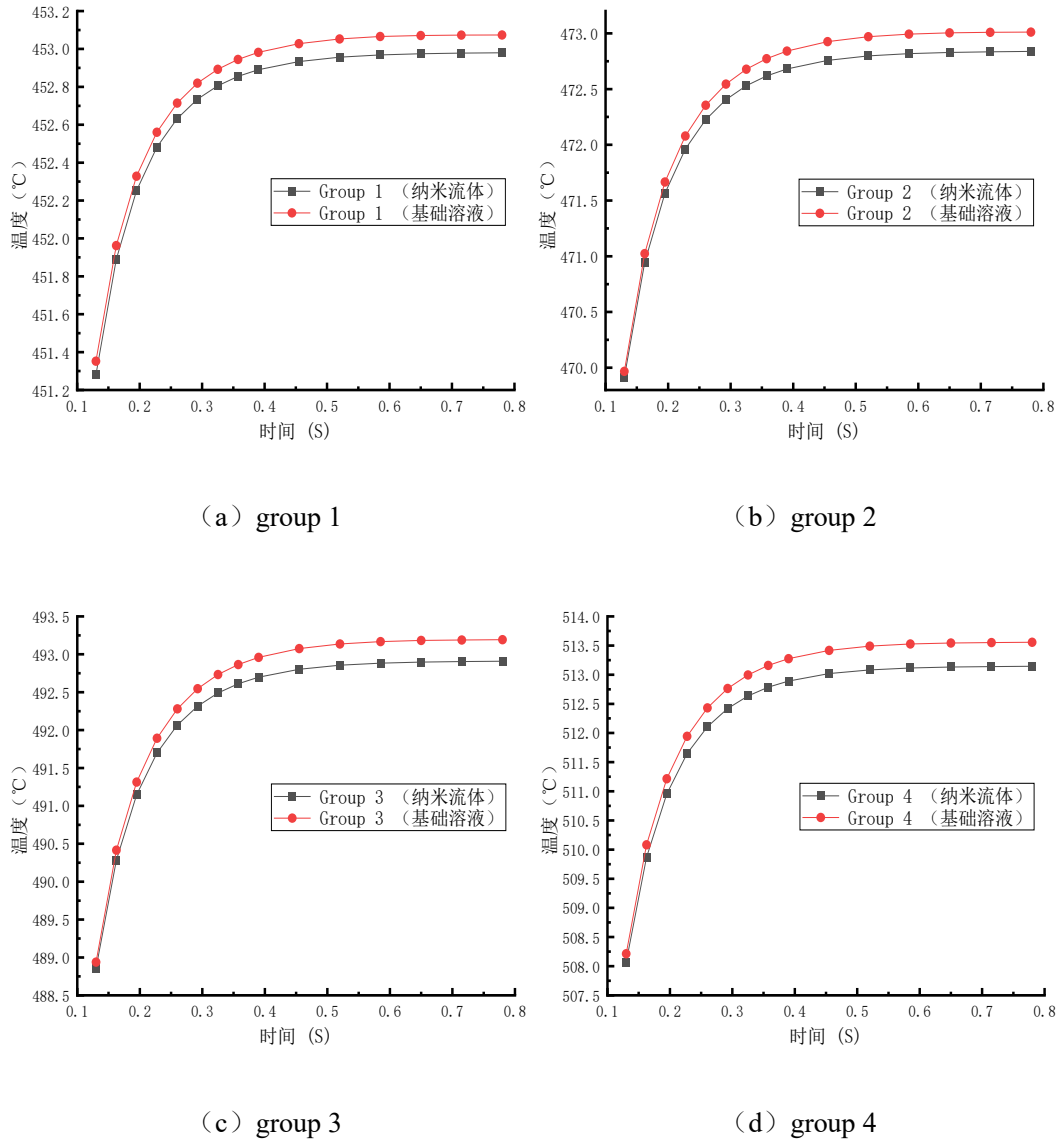


图 5.9 热管蒸发端在不同热源温度下的平均壁面温度与时间的关系

由图 5.9 可知，传热开始时，第一组冷热源温差较小，其蒸发端的平均壁面温度升高最为缓慢；第四组冷热源温差较大，其蒸发端的平均壁面温度升高最为迅速。在温度稳定后，四组使用纳米流体的热管蒸发端的稳定平均壁面温度均低于使用基础溶液的热管蒸发端的稳定平均壁面温度。对比四组模拟结果可以发现，随着初始条件的热源温度与冷源温度的温差逐渐增大，蒸发端的平均壁面最高温度也会随之升高，热管综合传热性能得到增强。

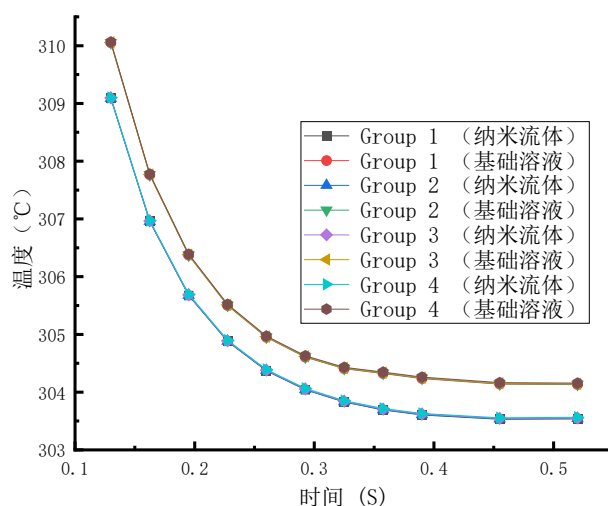


图 5.10 热管冷凝端在不同热源温度下的平均壁面温度与时间的关系

由图 5.10 可知, 使用纳米流体的热管冷凝端的平均壁面温度的降温速率高于使用基础溶液的热管冷凝端的平均壁面温度的降温速率。在温度稳定后, 使用纳米流体的热管冷凝端的稳定平均壁面温度低于使用基础溶液的热管冷凝端的稳定平均壁面温度。这表明使用纳米流体的热管导热最为迅速, 在相同冷源温度的情况下, 冷凝端流体可以最为迅速地液化放热, 并将热量传递到自然环境中, 热管综合传热性能最为优异。

5.3.2 不同冷源温度对热管的相变传热分析

为研究冷源温度对热管传热性能的影响, 本文又继续模拟了在边界条件相同、冷源温度不同的条件下使用 1% 体积浓度纳米流体的热管和使用基础溶液的热管的蒸发端和冷凝端的平均壁面温度随时间的对应变化情况。

此处模拟设置出四组温度的模拟对象进行对照分析, 其温差逐渐增大:

Group 1 : 热源温度为 $1.20T_c$ 、冷源温度为 $0.95T_c$;

Group 2 : 热源温度为 $1.20T_c$ 、冷源温度为 $0.90T_c$;

Group 3 : 热源温度为 $1.20T_c$ 、冷源温度为 $0.85T_c$;

Group 4 : 热源温度为 $1.20T_c$ 、冷源温度为 $0.80T_c$ 。

分别对热管的蒸发端和冷凝端的平均壁面温度进行对照分析, 在 0.4 秒内每 100 个时间步长分析一组数据, 在 0.4 秒后每 200 个时间步长分析一组数据, 如图 5.11 和图 5.12 所示。

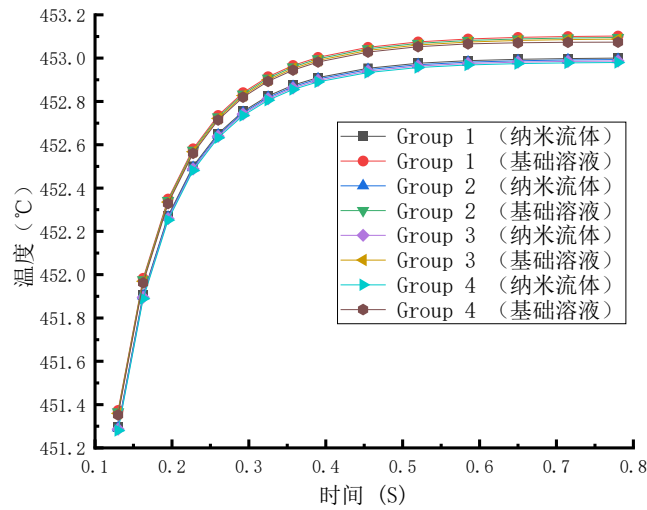
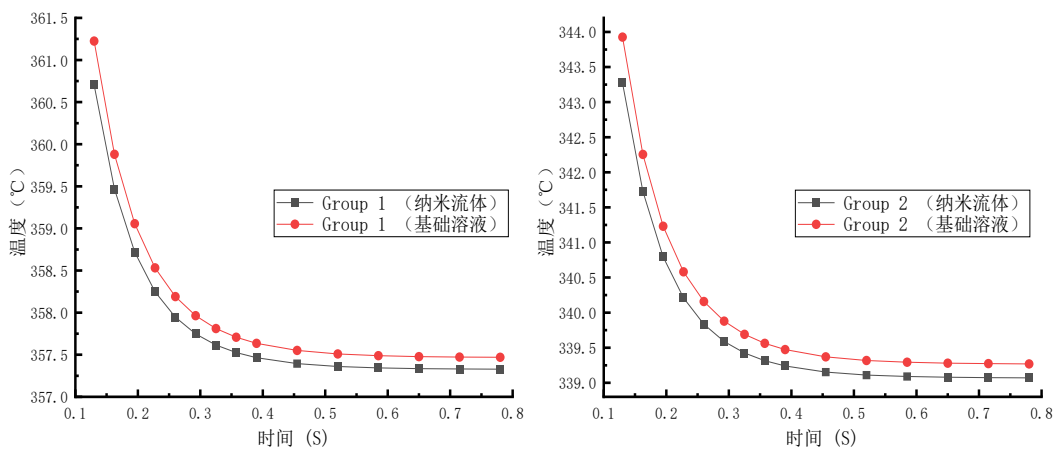


图 5.11 热管蒸发端在不同冷源温度下的平均壁面温度与时间的关系

由图 5.11 可知，使用纳米流体的热管蒸发端的平均壁面温度的升温速率低于使用基础溶液的热管蒸发端的平均壁面温度的升温速率。在温度稳定后，使用纳米流体的热管蒸发端的稳定平均壁面温度低于使用基础溶液的热管蒸发端的稳定平均壁面温度。这表明使用纳米流体的热管导热最为迅速，在相同热源温度的情况下，蒸发端流体可以最为迅速地汽化吸热，并将热量传递到冷凝端，热管综合传热性能最为优异。



(a) group 1

(b) group 2

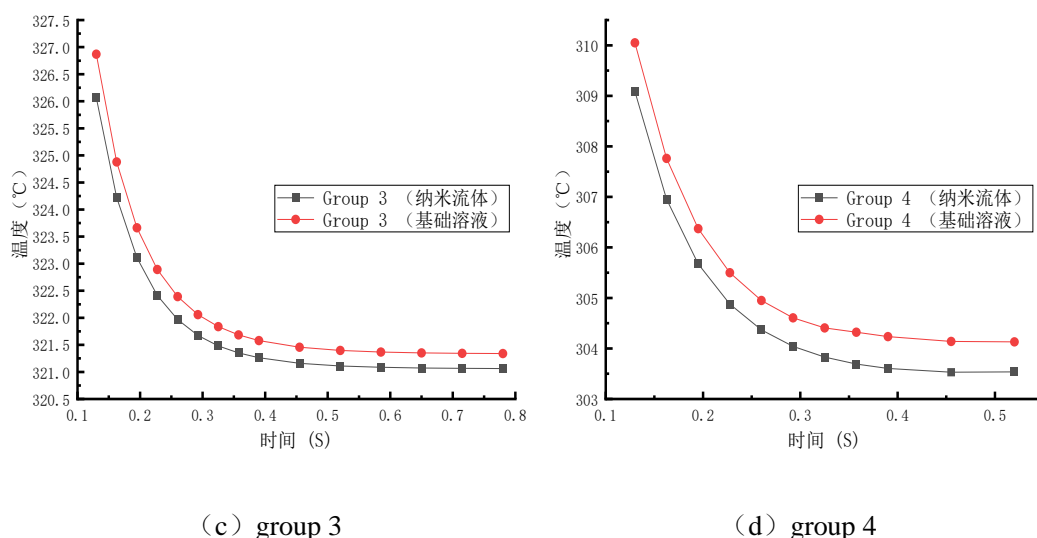


图 5.12 热管冷凝端在不同冷源温度下的平均壁面温度与时间的关系

由图 5.12 可知, 传热开始时, 第一组冷热源温差较小, 其冷凝端的平均壁面温度降低最为缓慢; 第四组冷热源温差较大, 其冷凝端的平均壁面温度降低最为迅速。在温度稳定后, 四组使用纳米流体的热管冷凝端的稳定平均壁面温度均低于使用基础溶液的热管冷凝端的稳定平均壁面温度。对比四组模拟结果可以发现, 随着初始条件的热源温度与冷源温度的温差逐渐增大, 冷凝端的平均壁面最低温度也会随之降低, 热管综合传热性能得到增强。

5.4 多孔介质对热管的相变传热分析

5.4.1 不同多孔介质孔隙率条件对热管内的传热效果分析

为了探究多孔介质的孔隙率对热管传热性能的影响, 本文又继续模拟了在边界条件相同、多孔介质孔隙率不同情况下使用 1% 体积浓度纳米流体的热管的蒸发端和冷凝端的平均壁面温度随时间的对应变化情况。

此处模拟设置出在热源温度为 $1.2 T_c$ 、冷源温度为 $0.8 T_c$ 的情况下, 多孔介质的孔隙率为 40%、50% 和 60% 的三组模拟对象进行对照分析。分别对热管的蒸发端和冷凝端的平均壁面温度进行对照分析, 时间每 100 个时间步长分析一组数据, 如图 5.13 和图 5.14 所示。

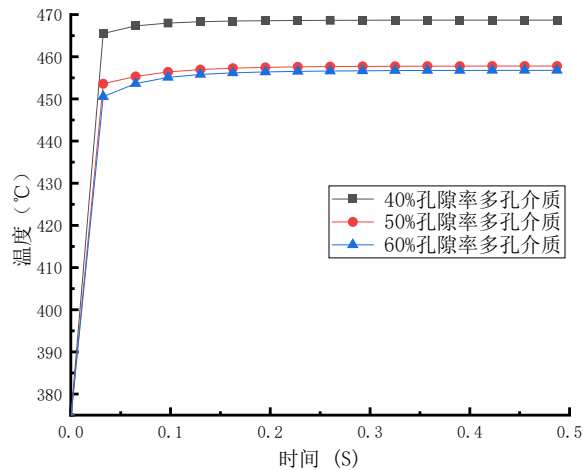


图 5.13 热管蒸发端在不同孔隙率下的平均壁面温度与时间的关系

由图 5.13 可知，初始阶段热管内的流体温度均等，当传热进行至 0.4 秒时，三种孔隙率的热管蒸发端的平均壁面温度处于动态平衡状态。其中，孔隙率为 40% 的热管蒸发端的平均壁面温度上升最为迅速，稳定后的平均壁面温度也最高；而孔隙率为 60% 的热管蒸发端的平均壁面温度上升最为缓慢，稳定后的平均壁面温度也最低。

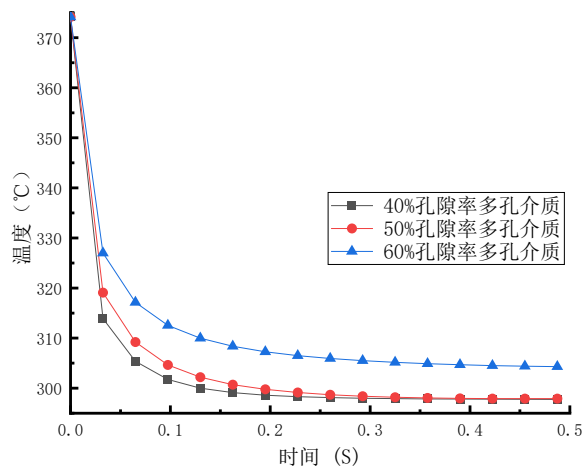


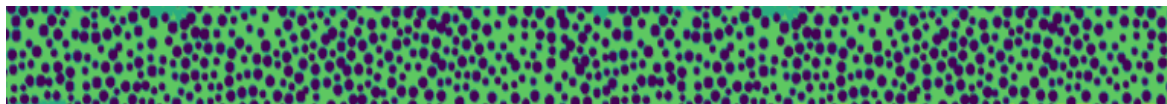
图 5.14 热管冷凝端在不同孔隙率下的平均壁面温度与时间的关系

由图 5.14 可知，初始阶段热管内的流体温度均等，当传热进行至 0.4 秒时，三种孔隙率的热管冷凝端的平均壁面温度处于动态平衡状态。其中，孔隙率为 40% 的热管冷凝端的平均壁面温度下降最为迅速，稳定后的平均壁面温度也最低；而孔隙率为 60% 的热管冷凝端的平均壁面温度下降最为缓慢，稳定后的平均壁面温度也最高。

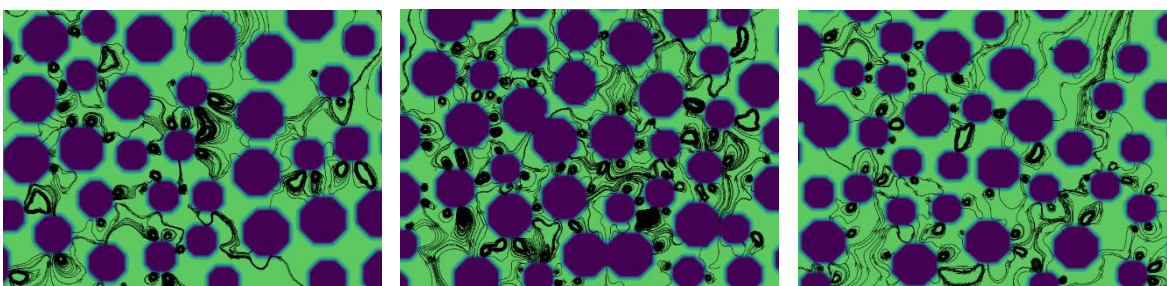
综上所述，孔隙率为 60% 的热管蒸发端与冷凝端的平均壁面温度在稳定后的温差最小，热管温度均匀性最好。

5.4.2 热管流体在不同多孔介质孔隙率内的流动分析

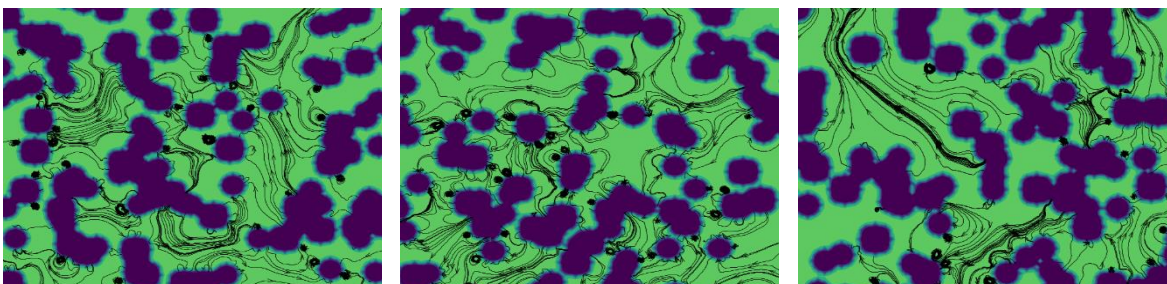
对热管多孔介质区域流场进行观测，可以看出在多孔介质中的流体流动存在涡旋结构，这是非传统意义上的层流结构。为了详细分析其原因，本章使用 1% 体积浓度的纳米流体作为被测试的流体介质，将多孔介质的孔隙率分为 40%、50% 和 60% 三组，分别测试了流体在多孔介质内部的流动情况，结果发现纳米流体流经多孔介质区域时同样出现了涡旋结构，其流线图如图 5.15 所示。



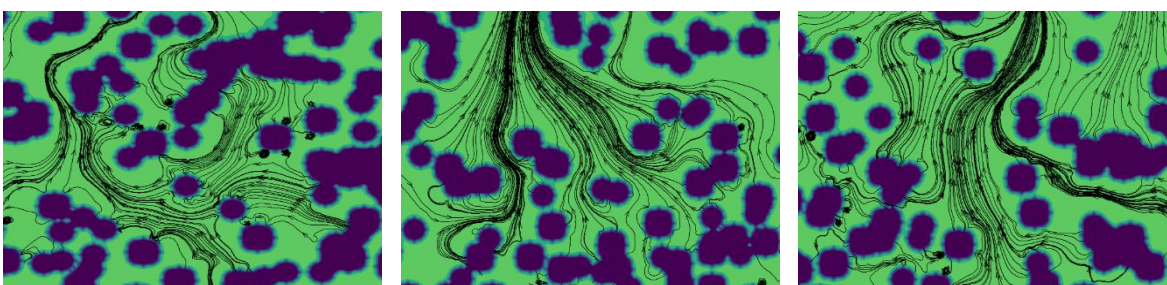
(a) 多孔介质流场示意图



(b) 40% 孔隙率多孔介质局部流场图



(c) 50% 孔隙率多孔介质局部流场图



(d) 60% 孔隙率多孔介质局部流场图

图 5.15 不同孔隙率下多孔介质中流场图

试验结果表明，孔隙率为 60% 的多孔介质中涡旋结构最少，孔隙率为 40% 和 50% 的多孔介质中涡旋结构多于孔隙率为 60% 的多孔介质结构中的涡旋。推测为吸液芯区域的多孔介质导致局部流场不均，引起的涡旋现象。

5.5 本章小结

本章基于粒径在 $100\ \mu\text{m}\sim 150\ \mu\text{m}$ 之间且位置随机的多孔介质的研究，模拟了纳米流体在多孔介质热管中的相变传热过程，研究发现：

(1) 研究了不同体积浓度的纳米流体对热管传热性能的影响，发现纳米流体浓度的增加可以有效提升热管的传热性能，且中高体积浓度的纳米流体对热管传热性能的提升效果较为明显。

(2) 研究了体积分数相同但粒径大小不同的纳米流体对热管传热性能的影响，发现纳米颗粒粒径的减小可以有效提升热管的传热性能，但粒径的改变对于热管传热性能的影响幅度小于纳米流体浓度的改变。

(3) 研究了不同热源与冷源温度对热管传热性能的影响，发现热源温度越高，冷源温度越低，热管传热性能越好。在任意温度工况下使用纳米流体的热管传热性能均优于使用基础溶液的热管传热性能。

(4) 研究了多孔介质孔隙率对热管传热性能的影响，发现多孔介质孔隙率为 60% 的热管温度均匀性优于孔隙率 50% 和孔隙率 40% 的热管温度均匀性。

(5) 流体流经多孔介质区域时有涡流结构出现，且孔隙率为 40% 和 50% 的多孔介质中流体出现的涡流结构现象更多，推测其主要原因为多孔介质孔隙导致流场流速不均，进而引起了局部涡旋的产生。

6 结论与展望

6.1 结论

相变换热技术是现在世界热传导领域研究的重要课题,经过对热管流体介质温度变化情况的刻画,探讨了流体种类、热源温度及孔隙率对换热的影响。本文基于格子 Boltzmann 方法,结合能量方程模型,对以纳米流体为工质的热管内气液相变的问题进行了研究。使用理论与数值模拟相结合的方法,揭示了热管内的传热机理,对其中蕴含的科学问题进行了探讨,得到如下结论:

(1) 纳米流体体积浓度的增加以及颗粒粒径的减小都能有效提升热管的传热性能,但粒径的改变对于热管传热性能的影响幅度小于纳米流体浓度的改变。在对照组中,使用 10% 体积浓度纳米流体以及 20nm 粒径纳米流体的热管传热性能最佳。

(2) 对比分析了冷热源温差对热管传热性能的影响,研究表明热源温度越高,冷源温度越低,热管的传热性能越好。当热源温度升高时,冷凝端壁面温度有所提升;当冷源温度降低时,蒸发端壁面温度也有所下降。

(3) 流体流经多孔介质区域时有涡流结构出现,且孔隙率为 40% 和 50% 的多孔介质中流体出现的涡流结构现象更多。选取孔隙率为 40%、50%、60% 的多孔介质对热管进行相同工况的传热性能分析,其中孔隙率为 60% 的热管温度均匀性最好。

6.2 展望

纳米流体在多孔介质热管中相变传热研究是具有挑战性的课题。本文对多孔介质中流体的相变传热进行理论研究,由于时间和现有研究方法的限制,本文还存在许多不足,需要继续改进完善,主要包括以下几个部分:

(1) 本文主要针对二维格子 Boltzmann 方法对多孔介质内的流体相变传热进行研究,在后续的研究中可使用三维格子模型,以此对三维多孔介质内的流体相变传热与流动传质进行探索。

(2) 本文对于纳米流体的热物性研究主要以经验公式总结而来,下一步可实验测算纳米流体实际的热物性参数,以增加仿真的精准度。

(3) 考虑到气液两相密度过大时,数值模拟的准确性将有所下降,故本文仅模拟了中温热管的运行工况。下一步可搭建实验平台,制作出孔隙率不同的多孔介质,结合流体仿真对其它工况环境下的多孔介质内流体流动和传热进行深度研究。

参考文献

- [1] Gaugler R.S. Heat transfer device[N]. U.S.Patent 2350348, 1944-06-06.
- [2] Grover G M, Cotter T P and Erikson G F. Structure of very high thermal conductance[J]. Journal of Applied Physics, 1964, 35(6): 1990-1991.
- [3] 代轩. 柔性热管特性的实验研究及理论分析[D]. 广州: 华南理工大学, 2020.
- [4] Peng Y, Zheng Y, Miao T, et al. Small seawater desalination system based on loop heat pipe principle[C]//E3S Web of Conferences. EDP Sciences, 2019, 118: 02034.
- [5] 李珂欣, 郑庆红. 小型热管换热器最优排数的数值模拟研究[J]. 建筑热能通风空调, 2020, 39(12): 41-45.
- [6] Choi S U S. Eastman J A. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles[J]. ASME Fluids Engineering Division, 1995, 231:99-105.
- [7] 贺文介. 基于 LBM 方法的超亲水/超疏水组合表面的沸腾冷凝特性研究[D]. 包头: 内蒙古科技大学, 2020.
- [8] Shan X, Chen H. Lattice Boltzmann Model for Simulating Flows with Multiple Phases and Components [J]. Physical Review E, 1993, 47: 1815-1819.
- [9] Zhang C, Cheng P. Mesoscale Simulations of Boiling Curves and Boiling Hysteresis under Constant Wall Temperature and Constant Heat Flux Conditions [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 110:319-329.
- [10] Gong S, Cheng P. Direct Numerical Simulations of Pool Boiling Curves Including Heater's Thermal Responses and the Effect of Vapor Phase's Thermal Conductivity [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2017, 87: 61-71.
- [11] Mu Y T, Chen L, He Y L, et al. Nucleate Boiling Performance Evaluation of Cavities at Mesoscale Level [J]. International Journal Heat and Mass Transfer, 2017, 106: 708-719.
- [12] Fang W Z, Chen L, Kang Q J, et al. Lattice Boltzmann Modeling of Pool Boiling with Large Liquid-Gas Density Ratio [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2017, 114: 172-183.
- [13] 刘嘉鑫, 郑林, 张贝豪. 多孔介质方腔内双扩散自然对流熵产的格子 Boltzmann 模拟[J]. 计算物理, 2022, 39(05): 549-563.
- [14] 姚杰, 董波, 李维仲. 复杂微通道气体流动的格子 Boltzmann 模拟[J]. 计算力学学报, 2022, 39(05): 641-648.

- [15] 谢振武, 杨旖旎, 邹明松. 基于格子 Boltzmann 方法的矩形方柱流固耦合数值研究 [C]//第十六届全国水动力学学术会议暨第三十二届全国水动力学研讨会论文集(上册), 2021: 694-700.
- [16] 谢晨, 李银山, 霍树浩. 用格子 Boltzmann 方法模拟方柱绕流[J]. 河北工业大学学报, 2021, 50(04): 17-24.
- [17] 郑雯瀚, 洪芳军. 基于格子玻尔兹曼的两相闭式环路热虹吸研究[J]. 工程热物理学报, 2021, 42(02): 462-467.
- [18] 方可宁, 单彦广, 袁俊杰. 不同润湿性表面液滴铺展及蒸发过程的 LBM 数值模拟[J]. 新能源进展, 2019, 7(04):346-353.
- [19] Maxwell, James Clerk. A treatise on electricity and magnetism[M]. Clarendon: The Clarendon Press, 1904.
- [20] Bruggeman D A G. Berechnung Verschiedener Physikalischer Konstanten von Heterogenen Substanzen, I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus Isotropen Substanzen[J]. Annalen der Physik, 1935, 416(7): 636-679.
- [21] Hamilton R L, Crosser O K. Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems[J]. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, 1962, 1(3): 182-191.
- [22] Wasp E J, Kenny J P, Gandhi R L. Solid-liquid flow: slurry pipeline transportation. [Pumps, valves, mechanical equipment, economics] [J]. Ser. Bulk Mater. Handl; (United States), 1977, 1(4): 251.
- [23] Hashin Z, Shtrikman S. A variational approach to the theory of the effective magnetic permeability of multiphase materials[J]. Journal of Applied Physics, 1962, 33(10): 3125.
- [24] Jeffrey D J. Conduction through a random suspension of spheres[J]. Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences, 1973, 335(1602): 355-367.
- [25] Davis R H. The Effective Thermal Conductivity of a Composite Material with Spherical Inclusions[J]. Journal of Applied Physics, 1996, 79(9): 6761-6769.
- [26] S-Y. Lu, J.L. Song. Effective thermal conductivity of composites with spherical inclusions: effect of coating and detachment[J]. Journal of applied physics, 1996, 79: 609-618.
- [27] 宋玲利. 铝纳米流体集热工质的制备与性能研究[D]. 广州: 广东工业大学, 2011.
- [28] Patel H E, Sundararajan T, Das S K. An experimental investigation into the thermal conductivity enhancement in oxide and metallic nanofluids[J]. Journal of Nanoparticle Research, 2010, 12(3):1015.

- [29] Timofeeva E V, Gavrilov A N, McCloskey J M, et al. Thermal conductivity and particle agglomeration in alumina nanofluids: experiment and theory[J]. *Physical Review E*, 2007, 76(6): 061203.
- [30] Mints A H, Roy G, Nguyen C T, et al. New temperature dependent thermal conductivity data for water-based nanofluids[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2009, 48(2):363-371.
- [31] Pak B C, Cho Y I. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles[J]. *Experimental Heat Transfer an International Journal*, 1998, 11(2):151-170.
- [32] Li C H, Peterson G P. Experimental investigation of temperature and volume fraction variations on the effective thermal conductivity of nanoparticle suspensions (nanofluids)[J]. *Journal of Applied Physics*, 2006, 99(8): 084314.
- [33] 夏国栋, 李奥, 马丹丹. 铂锡合金纳米流体导热系数与稳定性影响因素分析[J]. *北京工业大学学报*, 2021, 47(09):70-77.
- [34] 汪靖凯, 赵蕾, 马丽斯. Cu/Al 纳米流体的制备及导热性能[J]. *应用化工*, 2021, 50(03):50-55.
- [35] 朱杰伟, 周璐, 张宇航, 吉祝昊, 马红和. 一步法制备铜导热油纳米流体的导热系数与黏度[J]. *化学工程*, 2022, 50(05):30-35.
- [36] Einstein A. Investigation on the theory of the Brownian movement[M]. New York: Dover, 1956.
- [37] Brinkman H C. The Viscosity of Concentrated Suspensions and Solutions[J]. *Journal of Chemical Physics*, 1952, 20(4): 571.
- [38] Bicerano J, Douglas J F, BRUNE D A. Model for the viscosity of particle dispersions[J]. 1999, 39(4): 561-642.
- [39] BATCHELOR G K. Effect of Brownian Motion on the bulk stress in a suspension of spherical-particles[J]. *J. Fluid Mech*, 1977, 83:97-117.
- [40] KRIEGER I M, DOUGHERTY T J. A mechanism for nonnewtonian flow in suspensions of rigid spheres[J]. *Journal of Rheology*, 1959, 3(1):137-152.
- [41] Saito N. Concentration Dependence of the Viscosity of High Polymer Solutions[J]. *Journal of the Physical Society of Japan*, 1950, 5(1): 4-8.

- [42] Lundgren T. Slow Flow through Stationary Random Beds and Suspensions of Spheres[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1972, 51(2): 273-299.
- [43] Simha R. A treatment of the viscosity of concentrated suspensions[J]. Journal of Applied physics, 1952, 23(9): 1020-1024.
- [44] Maiga S E B, Palm S J, Nguyen C T, et al. Heat transfer enhancement by using nanofluids in forced convection flows[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2005, 26(4):530-546.
- [45] Eilers V H. Die Viskosität von Emulsionen Hochviskoser Stoffe als Funktion der Konzentration[J]. Kolloid-Zeitschrift, 1941, 97:313-321.
- [46] Buongiorno J. Convective transport in nanofluids[J]. Journal of Heat Transfer, 2006, 128(3): 240-250.
- [47] Nguyen C T, Desgranges F, Roy G, et al. Temperature and particle-size dependent viscosity data for water-based nanofluids—hysteresis phenomenon[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2007, 28(6): 1492-1506.
- [48] Khanafer K, Vafai K. A critical synthesis of thermophysical characteristics of nanofluids[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011, 54(19):4410-4428.
- [49] 闫丫丫. 微通道内纳米流体的传递性能分析与验证[D]. 桂林: 桂林电子科技大学, 2021.
- [50] 陈璇, 殷德顺. 氧化石墨烯/乙二醇纳米流体动力粘度研究[J]. 制冷与空调(四川), 2022, 36(03):377-381.
- [51] 徐爱芬. 振动弦黏度/密度计的研究[D]. 浙江: 中国计量学院, 2012.
- [52] Pak B C, Cho Y I. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles[J]. Experimental Heat Transfer an International Journal, 1998, 11(2): 151-170.
- [53] Jwo C S, Teng T P, Hung C J, et al. Research and development of measurement device for thermal conductivity of nanofluids[C]//Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2005, 13(1): 55.
- [54] Liu J, Wang F X, et al. Thermodynamic properties and thermal stability of ionic liquid-based nanofluids containing graphene as advanced heat transfer fluids for medium-to-high-temperature applications[J]. Renewable Energy, 2014, 63:519-523.

- [55] 袁雪. 纳米流体微通道散热器强化换热特性及其应用研究[D]. 包头: 内蒙古工业大学, 2020.
- [56] 管延祥. 应用于热管的纳米流体热物性参数的研究[D]. 济南: 济南大学, 2010.
- [57] Vergara O, Heitkamp K, Lohneysen H. Specific heat of small vanadium particles in the normal and superconducting state[J]. Journal of Physics and Chemistry of Solids, 1984, 45(3): 251-258.
- [58] Bock Choon Pak, Young I. Cho. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles[J]. Experimental Heat Transfer, 1998, 11(2): 151-170.
- [59] Yimin Xuan, Wilfried Roetzel. Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2000, 43(19):3701-3707.
- [60] Zhou L-P, Wang B-X, Peng X-F, Du X-Z, Yang Y-P. On the Specific Heat Capacity of CuO Nanofluid[J]. Advances in Mechanical Engineering, 2010, 2:1-4.
- [61] Y. Raja Sekhar, K.V. Sharma. Study of viscosity and specific heat capacity characteristics of water-based Al_2O_3 nanofluids at low particle concentrations[J]. Journal of Experimental Nanoscience, 2013, 10(2): 86-102.
- [62] 沈向阳, 李国铭, 陈嘉澍, 丁力行, 苏梓沛. Al_2O_3 /丙二醇纳米流体的稳定性研究及热物性测量[J]. 低温与超导, 2021, 49(09):88-94.
- [63] 陈田田. 多孔介质内纳米流体流动与传热特性研究[D]. 徐州: 中国矿业大学, 2021.
- [64] 彭爱夏, 吴明火, 占敬敬. 纳米粒子在多孔介质中迁移的研究[J]. 应用化工, 2022, 51(02):307-310.
- [65] 韩冶, 柴宝华, 周问, 卫光仁, 毕可明, 龙俞伊, 冯波. 基于多孔介质模型的钾热管数值模拟[J]. 原子能科学技术, 2014, 48(01):49-53.
- [66] 黄斌. 内管填充多孔介质的套管换热器耦合换热特性研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2021.
- [67] 魏智康, 侯燕, 段彦军, 刘斌. 两种微型热管传热性能对比研究[J]. 半导体光电, 2020, 41(06):860-864.
- [68] 郭浩. 热管内气液相分离及传热性能实验研究[D]. 北京: 华北电力大学, 2021.
- [69] 杨文斌, 杨峻. SiO_2 -乙醇纳米流体重力热管传热性能的试验研究[J]. 当代化工, 2019, 48(12):2962-2966.

- [70] 张云峰, 刘鹏, 夏寻. 四氧化三铁纳米流体强化热管换热的实验研究[J]. 热科学与技术, 2020, 19(06): 555-560.
- [71] 钱文瑛. 多热源微槽道热管散热组件的设计与研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2020.
- [72] 宋吉. 热源位置对热管内工质流态与传热性能的影响机制研究[J]. 制冷技术, 2021, 41(06):51-56.
- [73] 袁俊杰. 基于 LBM 方法的纳米流体池沸腾气泡运动过程数值模拟[D]. 上海: 上海理工大学, 2020.
- [74] 卢巧颖. 方腔内 $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ 纳米流体热毛细对流的格子 Boltzmann 模拟[J]. 材料开发与应用, 2021, 36(02):1-10.
- [75] 韩云翊. 基于 LBM 的含湿岩土吸热过程气液相变机理研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2019.
- [76] 郭顺松. 纳米流体的热物理特性研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2006.
- [77] 崔文政. 纳米流体强化动量与热量传递机理的分子动力学模拟研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2013.
- [78] Keblinski P, Phillpot S R, Choi S U S, Eastman J A. Mechanisms of Heat Flow in Suspensions of Nano-sized Particles (Nanofluids) [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2008, 45(4): 855-863.
- [79] Gupte S K, Advani S G, Huq P. Role of Micro-convection due to Non-affine Motion of Particles in a Mono-disperse Suspension[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1995, 38(16): 2945-2958.
- [80] Yu W, Choi S. U. S. The Role of Interfacial Layer in the Enhanced Thermal Conductivity of Nanofluids: A Renovated Maxwell Model[J]. Journal of Nanoparticle Research, 2003, 5(1-2): 167-171.
- [81] Xuan Y, Li Q, Hu W. Aggregation structure and thermal conductivity of nanofluids[J]. ALChE Journal, 2003, 49(4): 1038-1043.
- [82] Jang S P, Choi S U S. Role of Brownian Motion in the Enhanced Thermal Conductivity of Nanofluids[J]. Applied Physics Letters, 2004, 84(21): 4316-4318.
- [83] Xue H Q, Fujii M, Zhang X. Effect of Interfacial Nanolayer on the Effective Thermal Conductivity of Nanoparticle-fluid Mixture[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005, 48(14): 2926-2932.

- [84] Chandrasekar M, Suresh S, Chandra Bose A. Experimental Investigations and Theoretical Determination of Thermal Conductivity and Viscosity of $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{water}$ Nanofluid[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2010, 34(2): 210-216.
- [85] Chu K, Li W S, Tang F L. Flatness-dependent thermal conductivity of graphene-based composites[J]. Physics Letters A, 2013, 377(12): 910-914.
- [86] 姚凯, 郑会保, 刘运传, 王康, 孟祥艳, 周燕萍, 王雪蓉, 王倩倩. 导热系数测试方法概述[J]. 理化检验(物理分册), 2018, 54(10): 741-747.
- [87] PAUL G, CHOPKAR M, DAS K P. Techniques for measuring the thermal conductivity of nanofluids: A review[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2010, 14(7): 1913-1924.
- [88] SARIT K D, NANDY P, PETER T, et al. Temperature dependence of thermal conductivity enhancement for nanofluids[J]. Journal of Heat Transfer, 2003, 125(4): 567-574.
- [89] 赵宁波, 郑洪涛, 李淑英, 杨磊, 杨家龙. $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ 纳米流体的热导率与粘度实验研究[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2018, 39(1): 60-66.
- [90] LIU M S, LIN M C, TSAL C Y, et al. Enhancement of thermal conductivity with Cu for nanofluids using chemical reduction method[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2006, 49(17-18): 3028-3303.
- [91] NAGVENKAR A P, PERELSHTAIN I, GEDANKEN A. Doping effect on the thermal conductivity of metaloxide nanofluids: insight and mechanistic investigation[J]. The Journal of Physical Chemistry, 2017, 121(47): 26551.
- [92] HYUN U, SUNG H K, JE M O. Estimation of thermal conductivity of nanofluid using experimental effective particle volume[J]. Experimental Heat Transfer, 2006, 19(3): 181-191.
- [93] MOHAMMAD H E, SEYFOLAH S, HADI R. An experimental study on thermophysical properties and heat transfer characteristics of low volume concentration of Ag-water nanofluid[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2016, 74: 91-97.
- [94] Cheng N, Law A W. Exponential Formula for Computing Effective Viscosity[J]. Powder Technology, 2003, 129(1): 156-160.
- [95] Rea U, McKrell T, Hu L, Buongiorno J. Laminar Convective Heat Transfer and Viscous Pressure Loss of Alumina-water and Zirconia-water Nanofluids[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2009, 52(7): 2042-2048.

- [96] Palm S J, Roy G, Nguyen C T. Heat Transfer Enhancement with the Use of Nanofluids in Radial Flow Cooling Systems Considering Temperature-dependent Properties[J]. Applied Thermal Engineering, 2006, 26(17-18): 2209-2218.
- [97] Putra N, Roetzel W, Das S K. Natural Convection of Nanofluids[J]. Heat and Mass Transfer, 2003, 39(8-9): 775-784.
- [98] Kulkarni D P, Das D K, Patil S L. Effect of Temperature on Rheological Properties of Copper Oxide Nanoscience Dispersed in Propylene Glycol and Water Mixture[J]. Journal of Nanoscience and Nanotechnology, 2007, 7(7): 2318-2322.
- [99] Corcione M. Empirical correlating equations for predicting the effective thermal conductivity and dynamic viscosity of nanofluids[J]. Energy Conversion and Management, 2011, 52(1): 789-793.
- [100] Wang X, Xu X, S. Choi S U. Thermal conductivity of nanoparticle-fluid mixture[J]. Journal of thermos-physics and heat transfer, 1999, 13(4): 474-480.
- [101] Anoop K B, Kabelac S, Sundararajan T, et al. Rheological and flow characteristics of nanofluids: influence of electroviscous effects and particle agglomeration[J]. Journal of Applied physics, 2009, 106(3): 034909-034916.
- [102] Murshed S, Leong K C, Yang C. Investigations of thermal conductivity and viscosity of nanofluids[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2008, 47(5): 560-568.
- [103] Chen H, Ding Y, He Y, et al. Rheological behaviour of ethylene glycol based titania nanofluids[J]. Chemical Physics Letters, 2007, 444(4): 333-337.
- [104] Shuai Gong, Ping Cheng. Lattice Boltzmann simulation of periodic bubble nucleation, growth and departure from a heated surface in pool boiling[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 64: 122-132.
- [105] Ghajar M, Darabi J. Evaporative heat transfer analysis of a micro loop heat pipe with rectangular grooves[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2014, 79: 51-59.
- [106] Gong S, Cheng P. A lattice Boltzmann method for simulation of liquid-vapor phase-change heat transfer[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55(17-18): 4923-4927.
- [107] Peng Yuan, Laura Schaefer. Equations of state in a lattice Boltzmann model[J]. PHYSICS OF FLUIDS, 2006, 18(4): 042101-042111.

- [108] 龚帅. 亲疏水性对池沸腾传热影响的格子 Boltzmann 方法研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2015.
- [109] 王淳纬. 基于格子 Boltzmann 方法的亲疏水表面池沸腾传热强化研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2021.
- [110] Gong S, Cheng P. Numerical investigation of droplet motion and coalescence by an improved lattice Boltzmann model for phase transitions and multiphase flows[J]. Computers & Fluids, 2012, 53: 93-104.
- [111] Chuangde Zhang, Li Chen, Feifei Qin, Luguo Liu, Wen-Tao Ji, Wen-Quan Tao. Lattice Boltzmann study of bubble dynamic behaviors and heat transfer performance during flow boiling in a serpentine microchannel[J]. Applied Thermal Engineering, 2023, 218: 119331.