

逆向流动边界下窄方腔内相变材料融化传热数值研究

衡文蕾,王子云,秦浩峰,王墨馨
(四川大学 建筑与环境学院,四川 成都 610065)

摘要:为分析复杂流动边界条件对相变材料融化进程的影响,采用计算流体动力学方法进行数值模拟,研究了窄方腔内月桂酸在逆向流动边界中的融化传热特性。建立了填充有相变材料的窄方腔两侧流过参数相同但逆向的传热流体的物理模型。通过数值模拟得到了相变材料融化形态变化以及相对应的液体分数、温度、速度矢量分布等瞬态传热特性,从中总结出了腔体中相变融化机制和传热机理。选取雷诺数 1×10^4 , 3×10^4 , 5×10^4 , 7×10^4 和瑞利数 3×10^6 , 4×10^6 , 5×10^6 , 6×10^6 的7种工况,分析了不同边界条件对传热过程的影响。结果表明:腔内自然对流的产生大大增加了传热强度,导致顶部相变材料率先完全融化;融化阶段的传热方式依次为导热、导热与对流混合、对流主导传热;在两侧流体的共同传热作用下腔内外换热效果明显增强;雷诺数和瑞利数都对融化过程有积极的影响,但融化前期雷诺数影响较大,后期瑞利数逐渐起主导作用。

关键词:相变材料;逆向流动边界;窄方腔;自然对流;融化传热

中图分类号:TK02 文献标识码:A DOI:10.16146/j.cnki.rndlge.2022.06.020

[引用本文格式]衡文蕾,王子云,秦浩峰,等.逆向流动边界下窄方腔内相变材料融化传热数值研究[J].热能动力工程,2022,37(6):145-151. HENG Wen-lei, WANG Zi-yun, QIN Hao-feng, et al. Numerical investigation on melting heat transfer of PCM in a narrow square cavity with reverse flow boundary[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power, 2022, 37(6):145-151.

Numerical Investigation on Melting Heat Transfer of PCM in a Narrow Square Cavity with Reverse Flow Boundary

HENG Wen-lei, WANG Zi-yun, QIN Hao-feng, WANG Mo-xin
(College of Architecture and Environment, Sichuan University, Chengdu, China, Post Code: 610065)

Abstract: To analyze the influence of complex flow boundary condition on the melting process of phase change material (PCM), the computational fluid dynamics method was used for numerical simulation, and the melting heat transfer characteristics of lauric acid in a narrow square cavity with reverse flow boundary were studied. The physical and numerical models were established, and the same but reverse heat transfer fluids (HTFs) flowed through two sides of the cavity filled with PCM. After the simulation, the melting morphology variation of PCM and the corresponding transient heat transfer characteristics such as liquid fractions, temperatures and velocity vector distributions were obtained, from which the phase change melting and heat transfer mechanisms were summarized. The effects of different boundary conditions on the heat transfer process were analyzed by selecting Reynolds number in the range of 1×10^4 , 3×10^4 , 5×10^4 , 7×10^4 and Rayleigh number in the range of 3×10^6 , 4×10^6 , 5×10^6 , 6×10^6 . The results show

收稿日期:2021-06-25; 修订日期:2021-07-19

基金项目:四川大学宜宾市人民政府市校战略和合作项目(2019CDYB-23);四川省重点研发项目(2021YFS0362)

Fund-supported Project: Cooperation Research Project of Sichuan University and Yibin City of China(2019CDYB-23); Key Development Projects of Sichuan Province of China(2021YFS0362)

作者简介:衡文蕾(1997-),女,河北张家口人,四川大学硕士研究生。

通讯作者:王子云(1972-),男,甘肃景泰人,四川大学副教授。

that the generation of natural convection in the cavity greatly increases the heat transfer intensity, resulting in the first complete melting of the PCM at the top; the heat transfer modes in the whole melting stage are heat conduction, mixed heat conduction and convection, and convection dominated heat transfer in turn; the heat transfer effects inside and outside the cavity are significantly enhanced under the joint action of HTFs on two sides; Reynolds number and Rayleigh number both have positive effects on the whole melting process, but Reynolds number has a great influence in the early stage, and Rayleigh number gradually plays a leading role in the later stage.

Key words: phase change material, reverse flow boundary, narrow square cavity, natural convection, melting heat transfer

符号说明

- A —孔隙率函数
- B —微常量
- c —显热比热容, $J/(kg \cdot K)$
- C —糊状区常数
- d —腔体宽度, m
- Fo —傅里叶数
- g —重力加速度, m/s^2
- h —焓, J/kg
- H —融化潜热, J/kg
- L —腔体高度, m
- n —法线方向
- Nu —努塞尔数
- P —压力, Pa
- q_{av} —平均热流密度, W/m^2
- Ra —瑞利数
- Re —雷诺数
- St —斯蒂芬数
- t —时间, s
- T —温度, K
- T_m —平均融化温度, K
- u —速度水平分量, m/s
- v —速度垂直分量, m/s
- x —横坐标
- y —纵坐标
- α —热扩散率, m^2/s
- β —热膨胀系数, K^{-1}
- ε —液体分数
- λ —导热系数, $W/(m \cdot K)$
- μ —动力粘度, $kg/(m \cdot s)$
- ν —运动粘度, m^2/s
- ρ —密度, kg/m^3
- 下标
- f —传热流体
- l —液态
- p —相变材料
- ref —参考值
- s —固态

致能源利用率低^[1-2],通过储存能源来实现能源供需的合理匹配尤为关键。相变材料因其潜热储存具有等温存储、密度高及可重复利用等优点^[3-5],被认为是目前最有效的储能方式。

随着对相变材料的深入研究,研究人员发现,其较低热导率导致存储和释放能量缓慢,严重影响系统传热效果。因此,许多文献提出了多种强化传热方法,主要包括改变容器长宽比^[6-7]、倾角^[8],增加翅片^[9]、微胶囊^[10]和加入填充物质^[11-12]等方式。Huang 等人^[6]通过实验发现,随着固定厚度矩形腔的高度升高,恒定热流下相变材料的融化时间增加,腔体垂直方向的温度分层更加显著。

相变材料融化的边界条件对传热过程有显著影响。从大量关于相变材料在腔体内融化传热的研究中发现,多数文献中涉及的边界条件都是恒热流^[13-14]以及恒壁温条件^[15-16]。Al-Jethelah 等人^[14,16]研究了恒热流以及恒壁温条件下纳米相变材料在矩形腔体内的融化过程,证明了添加纳米粒子对融化过程的积极作用,还发现融化初期的主要传热方式与瑞利数有关,低瑞利数时导热占主导,而高瑞利数时自然对流成为主要方式。

此外,仅有少量文献研究流动边界条件下的传热特性^[17]。而相变材料融化的流动边界条件具有很重要的现实意义。实际上,潜热储存时常常利用传热流体和相变材料的耦合来提高蓄能器的效率,此时相变材料始终处于流动边界条件下。储能过程中传热流体的流动方向不是单一不变的,更有可能是复杂的逆向流动,这是以往研究中没有涉及到的。因此,本文针对复杂的逆向流动边界条件,利用数值方法,通过对实际融化机制和传热机理的阐述以及对关键物理量的分析,研究了窄方腔内相变材料的

引 言

能源需求和供应在时间、空间上的不匹配会导

融化传热特性。

1 模型分析

1.1 物理模型

基于所研究的相变蓄热器物理模型如图 1 所示。相变材料填充在高宽比为 10:1 的窄方腔内,腔体的左右两侧都有传热流体(热空气)流过。两侧流体具有相同的雷诺数和瑞利数,但流动方向相反(定义为逆向流动)。左侧传热流体 1 垂直向上掠过,右侧传热流体 2 垂直向下掠过。模型中上、下壁面设定为绝热边界条件,并且忽略左右固体壁面的导热热阻。

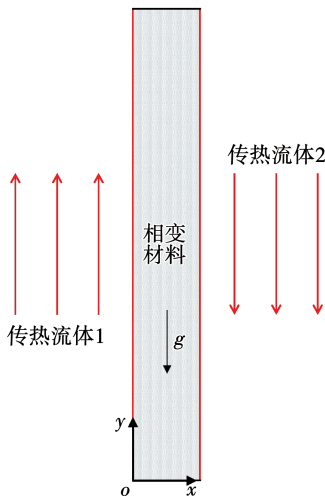


图 1 物理模型二维示意图

Fig. 1 Two-dimensional schematic diagram of the physical model

窄方腔中的相变材料为月桂酸,详细热物性参数如表 1 所示。在传热过程中,传热流体和液态相变材料中的流动均假定为层流、不可压缩的牛顿流体,忽略粘性耗散效应和辐射效应。

表 1 月桂酸热物性参数^[18]

Tab. 1 Thermophysical properties of lauric acid^[18]

参数	固/液
密度/kg·m ⁻³	940/885
比热容/J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹	2180/2390
导热系数/W·m ⁻¹ ·K ⁻¹	0.16/0.14
动力粘度/kg·m ⁻¹ ·s ⁻¹	5.93×10 ⁻³
融化温度范围/K	316.65~321.35
融化潜热/J·kg ⁻¹	187 210

1.2 数学模型

1.2.1 传热流体区域

连续性方程:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

动量方程:

$$\rho_f \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_f \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \tag{2}$$

$$\rho_f \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu_f \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \tag{3}$$

能量方程:

$$\rho_f c_f \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \lambda_f \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \tag{4}$$

1.2.2 相变材料区域

连续性方程:

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_p u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho_p v)}{\partial y} = 0 \tag{5}$$

动量方程:

$$\frac{\partial (\rho_p u)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_p uu)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho_p vu)}{\partial y} = - \frac{\partial p}{\partial x} +$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_p \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_p \frac{\partial u}{\partial y} \right) + Au \tag{6}$$

$$\frac{\partial (\rho_p v)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_p uv)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho_p vv)}{\partial y} = - \frac{\partial p}{\partial y} +$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_p \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_p \frac{\partial v}{\partial y} \right) + Av + \rho_p g \beta (T - T_m) \tag{7}$$

能量方程:

$$\frac{\partial (\rho_p h)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_p uh)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho_p vh)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\lambda_p}{c_p} \frac{\partial h}{\partial x} \right) +$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda_p}{c_p} \frac{\partial h}{\partial y} \right) \tag{8}$$

液体分数的孔隙率函数,定义为:

$$A = - C \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3 + B} \tag{9}$$

式中:糊状区常数 C 在模拟中设置为 10⁸;微常量 B,设置为 10⁻³。液体分数根据该处温度 T 定义为:

$$\varepsilon = \begin{cases} 0, T \leq T_s \\ \frac{T - T_s}{T_1 - T_s}, T_s < T < T_1 \\ 1, T_1 \leq T \end{cases} \tag{10}$$

相变材料的焓值 h 定义为:

$$h = \begin{cases} c_{p,s}(T - T_{\text{ref}}), T \leq T_s \\ c_{p,s}(T_s - T_{\text{ref}}) + \varepsilon HT_s, T_s < T < T_l \\ c_{p,s}(T_s - T_{\text{ref}}) + H + c_{p,l}(T - T_l)T_l, T_l \leq T \end{cases} \quad (11)$$

1.2.3 无量纲数计算

雷诺数:

$$Re = \frac{\rho_f u_f L}{\mu_f} \quad (12)$$

瑞利数:

$$Ra = \frac{g d^3 \beta \Delta T}{\nu_p \alpha_p} \quad (13)$$

斯蒂芬数:

$$St = \frac{c_p \Delta T}{H} \quad (14)$$

傅里叶数:

$$Fo = \frac{\alpha_p t}{d^2} \quad (15)$$

努塞尔数:

$$Nu = \frac{q_{av} d}{\Delta T \lambda_p} \quad (16)$$

式中:特征温度 $\Delta T = T_f - T_s$ 。

1.3 边界条件设置

在 FLUENT 17.0 软件上采用控制体积法离散;采用 SIMPLE 算法处理压力 - 速度耦合问题;采用基于单元最小二乘格式和体积力加权格式进行梯度和压力插值。对于每个时间步长 0.05 s 的连续性、动量和能量方程,收敛残差分别为 10^{-6} 、 10^{-6} 和 10^{-8} 。

相变材料初始条件为: $T = T_s, t = 0$; 传热流体 1 入口: $u = 0, v = v_i, T = T_i, y = 0, -\infty < x < 0$; 传热流体 2 入口: $u = 0, v = v_i, T = T_i, y = L, d < x < \infty$; 腔体上、下壁面: $\partial T / \partial n = 0, y = L, y = 0, 0 \leq x \leq d$; 所有壁面都视为无滑移边界: $u = v = 0$ 。

2 模型验证

如图 2 所示,相变材料区域选取划分方式相同,网格数分别为 32 400、40 000 和 52 900 的 3 种网格进行独立性验证。3 种网格下相变材料熔融分数变化曲线基本重合,保证了数值解独立于网格,为了简化计算,后续模拟皆采用网格数为 40 000 时的网格密度。与 Jany 等人^[19]的数值结果、Okada^[20]的实验结果对比时发现,模拟数据介于两篇文献数据

之间且三者趋势一致。因此,可以认为当前模型能有效地弥补模拟方法保守和忽略壁面热损失的不足。

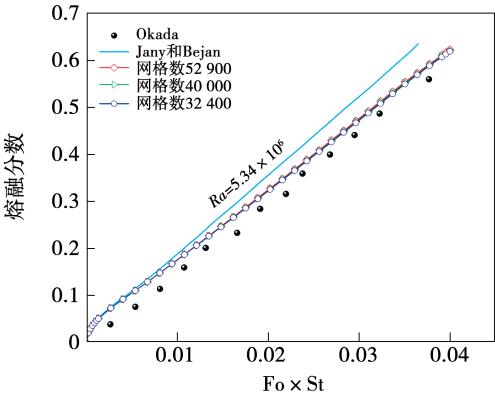


图 2 3 种网格的熔融分数模拟结果与文献[19 - 20]对比
Fig.2 Comparison of melting fractions between the simulated result under three kinds of meshes and literatures 19 to 20

对于传热流体区域,将不同雷诺数时计算得到的努塞尔数与基于雷诺数和普朗特数 Pr 的外掠平板层流经典解析解对比,如图 3 所示。结果表明,模拟数据与解析解偏差较小,控制在 5% 以内,传热流体区域模型同样具有很高的准确性。

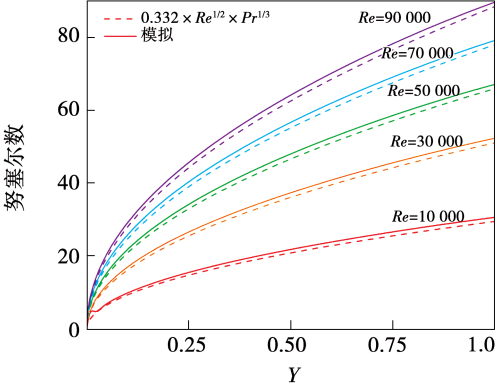


图 3 当前模型努塞尔数模拟结果与经典解析解对比
Fig.3 Comparison of Nusselt numbers between the present numerical model and classical analytical solution

3 结果与分析

3.1 全过程融化传热机制

图 4 为数值模拟得到的 $Re = 5 \times 10^4, 5 \times 10^6$ 工况下的瞬态融化传热过程,分析得到相变材料在逆

流边界条件下的融化传热机制。

初始时,传热流体通过壁面向腔体内传热,左、右壁面附近的相变材料受热开始各自融化,由固态转变为糊状。传热流体掠过时在壁面侧形成的热边界层沿流动方向逐渐变厚,传热强度逐渐降低。而左下角和右上角的相变材料率先受热足够 $Fo = 0.008$ 时已经完全转变为液态,如图 4(a) 所示。其中 Fo 为非稳态传热中的无量纲时间。由图 4(c) 可知,此时尚无速度矢量分布,这也表明此阶段腔内传热方式为导热。

随着传热的进行,液态区域扩大,温度分布不均匀,出现由浮力驱动的自然对流。 $Fo = 0.137$ 时,液体沿温度较高的壁面侧上升,而后沿固 - 液界面下降,并向固态区域传热。左、右壁面侧的自然对流互不干扰,但是由于传热流体不同的流动方向和腔体几何结构限制,两部分自然对流的涡流不同。左壁面侧涡流为狭长的顺时针,而右壁面侧的涡流呈逆时针方向,且向上流动时被绝热上壁面阻碍,被迫向左挤压形成冲击流。受到冲击后,顶部融化速度显著提高。由于自然对流发展以及热边界层构造影响,两侧传热存在明显差异。右侧由于冲击流和较高的入口温度,融化推进很快,而左侧底部融化速度较快,顶部虽然处于较低温的出口段,但向上流动的边界条件有利于自然对流发展。随后,左侧相变材料融化至顶部,同时右侧冲击流不断向左发展,两侧对流传热同时进行,腔体顶部被迅速融通,其他部分融化仍较为缓慢。这是因为顶部液态区域内的自然对流使得传热强度大大增加,而其余部分的主要传热方式仍为导热。图 4(b) 和图 4(c) 也验证了这一现象,液态相变材料温度分布趋于一致,有明显的涡流形成,且自然对流速度值较大、矢量分布较密,而其他区域速度矢量密度较小。在这个阶段中,导热与对流同时存在,且对流区域开始逐渐扩大。

$Fo = 0.273$ 时,顶部相变材料已经完全融化,固 - 液界面顶端呈半 D 形,顶点偏向左侧。右侧顶部冲击流与左侧自然对流贯通,共同冲刷未融化区域。固 - 液界面顶端也渐渐右移,呈子弹头状 ($Fo = 0.468$)。在两侧的共同传热作用下,相变材料很快融为细长、尖顶的糊状 ($Fo = 0.664$)。在 $Fo = 1.054$ 时,高温液态相变材料在顶部聚集,固态相变材料高度持续下落直至融化全部完成。上述阶段中,观察温度云图、流线图与速度矢量分布图可知,腔体内对

流主导传热。

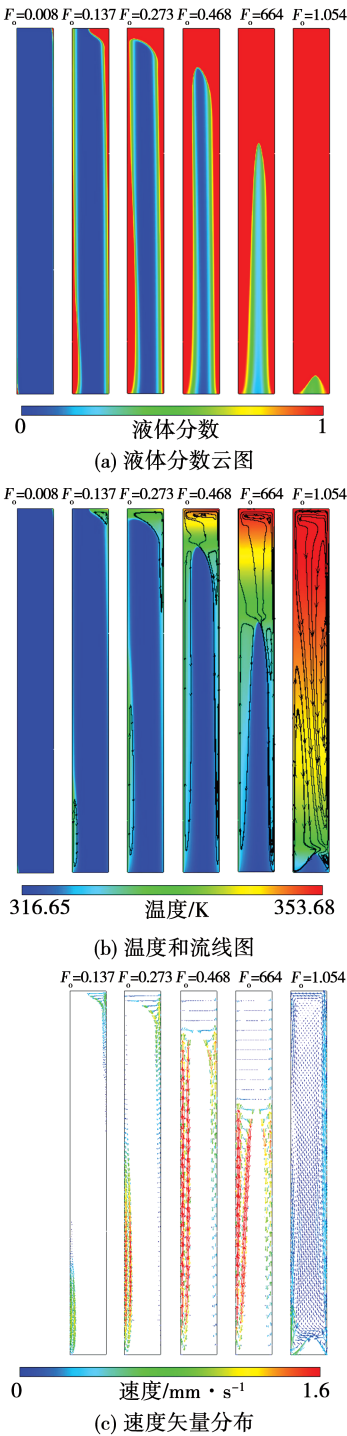


图 4 $Re = 5 \times 10^4$ 和 $Ra = 5 \times 10^6$ 边界条件下
瞬态融化传热特性
Fig.4 Transient melting heat transfer characteristics
under $Re = 5 \times 10^4$ and $Ra = 5 \times 10^6$

3.2 传热特性参数分析

雷诺数、瑞利数等边界条件都对融化传热进程有很大影响。本文选取了 7 种工况来分析熔融分

数、平均速度、努塞尔数变化,除雷诺数和瑞利数外每个工况其他条件均相同。7 种工况的边界条件如表 2 所示。窄方腔外左、右侧的边界条件数值一致,但流体流向相反。

表 2 7 种工况的边界条件

Tab.2 Boundary conditions of 7 cases

工况	雷诺数	瑞利数
1	1×10^4	5×10^6
2	3×10^4	5×10^6
3	5×10^4	5×10^6
4	7×10^4	5×10^6
5	5×10^4	3×10^6
6	5×10^4	4×10^6
7	5×10^4	6×10^6

图 5 为不同边界条件下熔融分数变化曲线。观察发现,融化过程中熔融分数不断增长,但速率逐渐变缓。对于不同的边界条件,雷诺数或瑞利数增加对整个过程中都有积极作用,可以加速融化进程,缩短融化时间。图 6 为不同边界条件下平均速度变化曲线,所有工况中平均速度的趋势保持一致,自然对流速度在固态收缩阶段达到最大值后降低,融化接近尾声时由于显热蓄热而略有上升。这在一定程度上表明了腔体内自然对流强度的变化。具体来看,随着雷诺数或者瑞利数的增大,平均速度的峰值升高,且到达峰值的时间减少,这证实增加雷诺数或瑞利数可以增强对流传热。而对比瑞利数较大的工况 1 与雷诺数较大的工况 5,平均速度数值相近且出现数据交叉的现象。这说明在不同的融化阶段发挥主导作用的参数不同,雷诺数在融化前期起主导作用,但融化后期瑞利数逐渐成为主要影响参数。

不同边界条件下努塞尔数变化曲线如图 7 所示。曲线表明,随着融化进行,努塞尔数不断降低,综合两侧传热强度在过程中总体呈下降趋势。传热中雷诺数主要影响热边界层结构,瑞利数则主要改变温度梯度。融化前期雷诺数越大,传热强度越大,下降速度也越快,但后期低雷诺数下的传热强度反而较大。开始阶段不同瑞利数的传热强度几乎相同,随后瑞利数越大传热强度下降越快。这个结果同样证明融化前期雷诺数影响较大,但是后期瑞利数逐渐起主导作用。

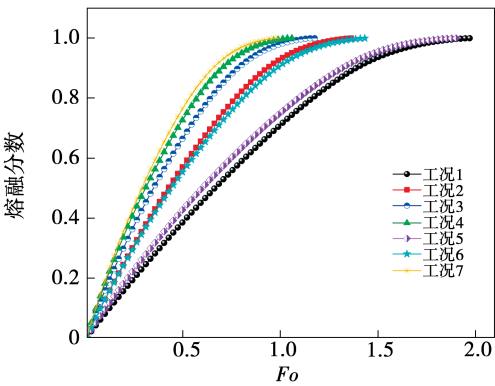


图 5 不同边界条件下熔融分数变化曲线
Fig.5 Variation curves of melting fractions under different boundary conditions

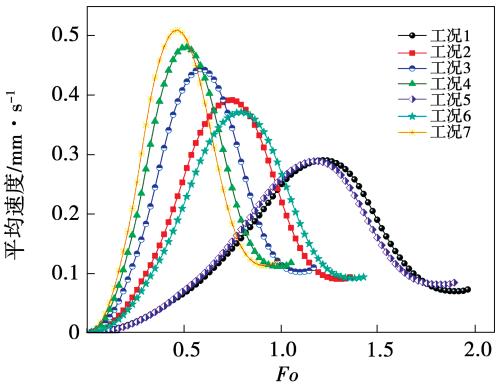


图 6 不同边界条件下平均速度变化曲线
Fig.6 Variation curves of average velocities under different boundary conditions

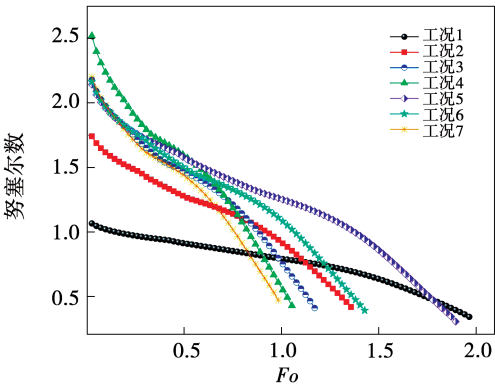


图 7 不同边界条件下努塞尔数变化曲线
Fig.7 Variation curves of Nusselt numbers under different boundary conditions

4 结 论

(1) 融化过程中因腔内温度分布不均匀产生由

浮力驱动的自然对流,大大增加了传热强度。虽然左壁面顶部的热边界层最厚,但由于自然对流以及右侧顶部冲击流的存在,最终导致顶部相变材料率先贯通。

(2) 各融化阶段的传热方式是不一致的,整个融化过程中传热方式依次为:导热、导热与对流混合、对流主导传热。

(3) 虽然左右侧传热流体流向不同,但共同的传热作用下大大加速了融化进程。而受自然对流发展及热边界层构造影响,两侧传热存在明显差异。

(4) 雷诺数和瑞利数对融化过程都有积极影响,可以加速相变过程。随雷诺数或瑞利数的增加,腔内自然对流、传热强度增加,融化时间缩短。

(5) 传热主要影响参数随融化的进行而发生变化。融化前期雷诺数影响较大,但是随着融化进程推进,后期瑞利数逐渐起主导作用。

参考文献:

- [1] ZHAO Y, ZHAO C Y, MARKIDES C N, et al. Medium and high-temperature latent and thermochemical heat storage using metals and metallic compounds as heat storage media: a technical review [J]. *Applied Energy*, 2020, 280: 115950.
- [2] GASIA J, GRACIA A D, PEIRÓ G, et al. Use of partial load operating conditions for latent thermal energy storage management [J]. *Applied Energy*, 2018, 216: 234 – 242.
- [3] MARUOKA N, TSUTSUMI T, ITO A, et al. Heat release characteristics of a latent heat storage heat exchanger by scraping the solidified phase change material layer [J]. *Energy*, 2020, 205: 118055.
- [4] SCHARINGER URSCHITZ G, SCHWARZMAYR P, WALTER H, et al. Partial cycle operation of latent heat storage with finned tubes [J]. *Applied Energy*, 2020, 280: 115893.
- [5] ZHANG C W, ZHANG X J, QIU L M, et al. Thermodynamic investigation of cascaded latent heat storage system based on a dynamic heat transfer model and DE algorithm [J]. *Energy*, 2020, 211: 118578.
- [6] HUANG S, LU J, LI Y C, et al. Experimental study on the influence of PCM container height on heat transfer characteristics under constant heat flux condition [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2020, 172: 115159.
- [7] YE W B. Thermal and hydraulic performance of natural convection in a rectangular storage cavity [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2016, 93: 1114 – 1123.
- [8] KAMKARI B, SHOKOUMAND H, BRUNO F. Experimental investigation of the effect of inclination angle on convection-driven melting of phase change material in a rectangular enclosure [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2014, 72: 186 – 200.
- [9] ZHANG C B, LI J, CHEN Y P. Improving the energy discharging performance of a latent heat storage (LHS) unit using fractal-tree-shaped fins [J]. *Applied Energy*, 2020, 259: 114102.
- [10] SERRANO A, BORREGUERO A M, GARRIDO I, et al. Reducing heat loss through the building envelope by using polyurethane foams containing thermoregulating microcapsules [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2016, 103: 226 – 232.
- [11] BONDAREVA N S, BUONOMO B, MANCA O, et al. Heat transfer performance of the finned nano-enhanced phase change material system under the inclination influence [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, 135: 1063 – 1072.
- [12] ZHANG P, MENG Z N, ZHU H, et al. Melting heat transfer characteristics of a composite phase change material fabricated by paraffin and metal foam [J]. *Applied Energy*, 2017, 185: 1971 – 1983.
- [13] SOARES N, GASPAR A R, SANTOS P, et al. Experimental study of the heat transfer through a vertical stack of rectangular cavities filled with phase change materials [J]. *Applied Energy*, 2015, 142: 192 – 205.
- [14] AL-JETHELAH M, TASNIM S H, MAHMUD S, et al. Melting of nano-PCM in an enclosed space: scale analysis and heatline tracking [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, 119: 841 – 859.
- [15] JOULIN A, YOUNSI Z, ZALEWSKI L, et al. Experimental and numerical investigation of a phase change material: thermal-energy storage and release [J]. *Applied Energy*, 2011, 88(7): 2454 – 2462.
- [16] AL-JETHELAH M, TASNIM S H, MAHMUD S, et al. Nano-PCM filled energy storage system for solar-thermal applications [J]. *Renewable Energy*, 2018, 126: 137 – 155.
- [17] KOIZUMI H. Time and spatial heat transfer performance around an isothermally heated sphere placed in a uniform, downwardly directed flow (in relation to the enhancement of latent heat storage rate in a spherical capsule) [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2004, 24(17 – 18): 2583 – 2600.
- [18] KAMKARI B, SHOKOUMAND H. Experimental investigation of phase change material melting in rectangular enclosures with horizontal partial fins [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2014, 78: 839 – 851.
- [19] JANY P, BEJAN A. Scaling theory of melting with natural convection in an enclosure [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1988, 31(6): 1221 – 1235.
- [20] OKADA M. Analysis of heat transfer during melting from a vertical wall [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1984, 27(11): 2057 – 2066.