

# 强磁场影响下金属相变传热的 MHD 效应实验研究\*

蔡志洋, 孟旭, 张登科, 吴曦, 王增辉†

(中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049)

(2022年12月2日收稿; 2023年3月13日收修改稿)

Cai Z Y, Meng X, Zhang D K, et al. Experimental study of MHD effect of phase change heat transfer in metals under the influence of a strong magnetic field[J]. Journal of University of Chinese Academy of Sciences, 2024, 41(6): 746-754. DOI:10.7523/j.ucas.2023.021.

**摘要** 通过搭建金属相变传热的综合实验系统,研究强磁场下金属镓的熔化过程,获得了磁场作用下金属镓的熔化换热特性。采用熔化过程中加热壁面与相界面的动态平均距离代替固定特征长度,以此研究熔化过程中对流换热与导热的相对强度随傅里叶数( $Fo$ )的变化规律。结果表明:小哈特曼数( $Ha$ )下,熔化前期具有促进熔化效果,后期则是抑制;大哈特曼数下磁场对金属镓的熔化过程中的对流具有抑制作用,熔化过程呈现层状均匀推进;磁场能够减小熔化过程中腔体底部导热主导区的高度并且抑制熔化过程中的温度波动,使熔化过程中的温度分布趋于均匀。

**关键词** 均匀磁场;相变传热;UDV测速;液态金属

中图分类号:TK124 文献标志码:A DOI:10.7523/j.ucas.2023.021

## Experimental study of MHD effect of phase change heat transfer in metals under the influence of a strong magnetic field

CAI Zhiyang, MENG Xu, ZHANG Dengke, WU Xi, WANG Zenghui

(College of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

**Abstract** As a highly efficient heat transport medium, the study of the melting and heat transfer characteristics of metallic fluids in phase change processes under magnetic fields is of great importance for industrial processes such as fusion reactors, electromagnetic metallurgy, and additive manufacturing. In this paper, the melting process of metallic gallium under a strong magnetic field was studied by building a comprehensive experimental system for heat transfer through phase change of metal, and the heat transfer characteristics of metallic gallium melting under the action of a magnetic field were obtained. The dynamic average distance of the heated wall from the phase interface during melting instead of the fixed characteristic length was used to study the variation of the relative strength of convective heat transfer and thermal conductivity with Fourier number ( $Fo$ )

\* 国家自然科学基金(51876201,51927812)资助

† 通信作者, E-mail: wzhawk@ucas.ac.cn

during melting. The results show that; under a small Hartmann number ( $Ha$ ), the melting has a melting-promoting effect at the early stage and is inhibited at the later stage; under a large Hartmann number the magnetic field has an inhibiting effect on the convection during the melting of gallium metal, and the melting process shows a laminar and uniform advance. The magnetic field reduces the height of the dominant zone of thermal conductivity at the bottom of the cavity during the melting process and suppresses temperature fluctuations during the melting process, resulting in a uniform temperature distribution during the melting process.

**Keywords** uniform magnetic field; melting heat transfer; UDV; liquid metal

工业过程中相变传热是非常重要的物理过程,如晶体结晶生长、相变储能过程等,同时磁场下的金属相变传热也广泛存在于聚变堆、电磁冶金及增材制造等工业过程中。1891年 Stefan<sup>[1]</sup>研究了固体熔化和液体凝固过程中出现的自由边界问题。此后,关于相变问题的研究开始兴起。近年来,随着气候变化以及能源问题受到越来越多的关注,世界各国科学家开始致力于相变储能<sup>[2-3]</sup>的探索研究。由于固态金属具有非常高的单位体积相变潜热,因此被认为是具备良好散热及保温<sup>[4]</sup>性能的相变材料。同时金属熔化现象出现在核聚变堆的面向等离子体部件中<sup>[5]</sup>,强磁场对金属熔化过程的影响关系到未来聚变堆的安全稳定运行。在核聚变中,由于存在着超高热流,作为第一壁的金属材料在高温下被熔化,同时聚变堆第一壁中还存在着强磁场。在这种情况下,金属熔化又会受到磁流体力学效应(magnetohydrodynamic effect, MHD)的影响,因此研究磁场下的金属熔化现象是非常有必要的。

方腔熔化作为典型的相变问题得到大量研究。Jany 和 Bejan<sup>[6]</sup>用尺度分析的方法研究方形腔体中的熔化换热现象,提出方腔中相变过程中的尺度理论。他们将腔体中的熔化过程分成4个部分:导热主导区,混合导热与对流区域,对流主导区域以及最后的固体收缩区域。Gau 和 Viskanta<sup>[7-8]</sup>对低普朗特数( $Pr$ )金属镓在方腔中自然对流以及瑞利-贝纳德对流主导的熔化和凝固过程进行实验研究,发现小 $Pr$ 数下,对流效应依然主导方腔熔化的换热特性和熔化速度。

由于金属材料具有不透明、熔化界面不清晰的特点,因此实验获得熔化过程中的液相分数存在困难。Kumar 等<sup>[9]</sup>使用具有辐射的热中子射线法研究定热流边界条件下长方体铅熔化的过程并与模拟对照,最终通过尺度分析和数值模拟的结果推导出努塞尔数( $Nu$ )的关系式。Zhang 等<sup>[10]</sup>

在实验中分别采用荧光光源强化拍摄界面以及液位高度测量的方法得到熔化液相分数,发现2种方法测得的结果非常匹配,并用施加磁场的方法模拟低重力环境下的相变现象,实验表明当磁场存在时,整体熔化率比无磁场时有所降低。然而,磁场强度与熔化速率之间的关系尚未研究清楚。

磁场下的熔化换热实验研究较少,而磁场对自然对流影响的实验研究也具有参考意义。Wang 等<sup>[11]</sup>研究磁场对自然对流的影响,得到了受磁场影响的自然对流无量纲换热关系式。Okada 和 Ozoe<sup>[12]</sup>通过实验测量不同加热速率和不同方向、大小磁场作用下熔融金属镓的自然对流传热效率,发现当磁场方向垂直于环流方向时,对传热的抑制效果远小于磁场强度平行于温度梯度方向和平行于重力方向时,揭示了磁场下自然对流传热效率的函数。

对于磁场下的熔化换热的数值模拟, Ghalambaz 等<sup>[13]</sup>用焓孔隙度的方法数值模拟研究倾斜外壳中的 MHD 相变传热,发现磁场会使熔化过程中温度变得均匀,而倾角的增加会使熔化出现非对称性,进而减慢熔化速度。同时,磁场强度和倾角对熔化的影响都会随着时间的增加而增加,即使是很大的磁场强度也不能完全抑制对流的影响。Feng 等<sup>[14]</sup>首先使用格子玻尔兹曼法研究磁场对底部加热的矩形腔内固体镓熔化的影响,发现沿竖直方向的磁场和水平方向的磁场在小磁场下影响相似而在大磁场下,磁场方向对熔化的影响强度与熔化阶段相关,在熔化前期竖直磁场的抑制作用更强,而后期水平磁场的抑制作用更强。Haddad 等<sup>[15]</sup>对磁场下等腰三角形内 PCM 相变过程进行了模拟。研究发现,在熔化过程中存在一个磁场对熔化影响最强的时刻,当磁场平行于加热壁面时,磁场对流动的致稳效果最明显。

此外还有许多研究聚焦于非均匀磁场以及内

部热源。Saha<sup>[16]</sup>用数值方法研究不同磁场、重力条件下相变材料镓的熔化和凝固过程,结果表明,在无磁场的微重力条件下,热毛细作用产生的对流显著提高了熔化过程,而磁场的存在降低了正常重力条件下,热毛细对流和自然对流作用下镓熔化过程瞬时平均  $Nu$  数的波动。

虽然已有研究人员对金属的熔化进行了研究,但磁场影响下的相变实验研究结论仍较少并且磁场参数范围小,系统地开展金属在磁场下的相变传热特性研究尚未报道。这是本文开展实验研究的创新点。本文通过实验开展可调强磁场影响下的方腔内金属镓的熔化相变过程研究,分析熔化过程中  $Nu$  随无量纲特征时间傅里叶数( $Fo$ )的变化关系,同时分析施加磁场后方腔内速度及温度分布的变化规律。

1 实验装置与过程

1.1 实验装置

图 1 为磁场装置的示意图,磁铁的最大磁感应强度为 2 T,2 个平行磁极之间距离为 80 mm,磁感应强度可从 0 ~ 2 T 连续调节,均匀度大于 95%。

实验装置主要分成以下几个部分:

1) 实验段 实验段如图 1 所示,尺寸为 40 mm×40 mm×60 mm。实验段上方留有一个注射孔,在实验段远离加热壁面方向的上下界面处各布置有 4 个热电偶孔,用于插入热电偶测量上下界面处的温度。热电偶的间距为 10 mm,第 1 个热电偶距离加热壁面的距离为 20 mm。下部距离加热壁面 10 mm 处有一个直径 8.2 mm、深 5 mm 的盲孔,用于插入并且固定 UDV 探头。在实验段靠近加热壁面中间有一根内径 5 mm、高度 200 mm 的补充管,用于测量液相分数,同时排除凝固膨胀过程中的应力。在石英补充管的外侧螺旋式缠绕着直径 0.15 mm 的加热丝,加热丝两端连接在温控器上,温控器的热电偶探头使用热电偶胶带固定在补充管底部。

2) 定温加热系统 定温加热系统由 3 部分组成,加热部件为 2 根 60 W 加热棒,插入导热率为 400 W/(m·K)的紫铜均温块中,均温块厚度为 10 mm,中间留有一个直径 1 mm、深度 0.9 mm 的探头孔,用于插入 PID 温控的热电偶探头以提供反馈信号,加热棒连接直流电源。

3) 数据采集系统 数据采集系统主要包括

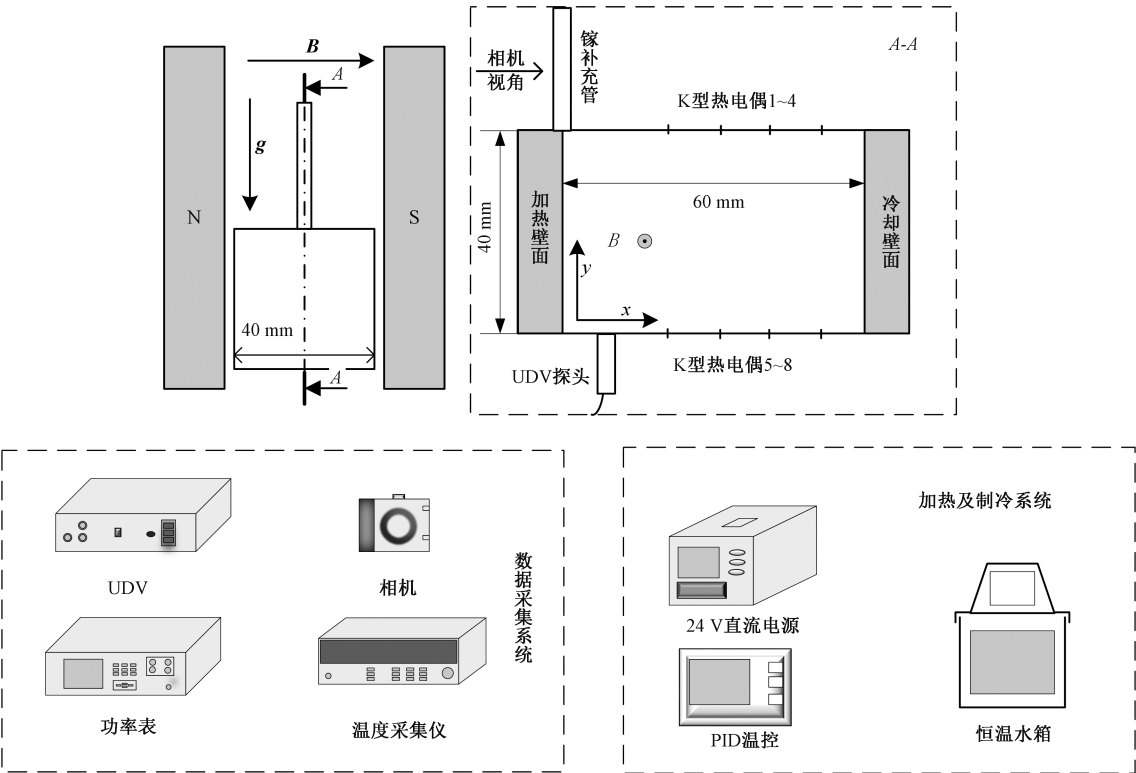


图 1 液态金属熔化换热实验装置示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the liquid metal melting and heat exchange experimental setup

以下设备:高速相机间隔 30 s 拍摄实验过程中液柱中的高度变化,超声多普勒测速仪用于测量距离加热壁面 10 mm 处的垂直于磁场方向的速度,高速数据采集仪连接热电偶测量温度,高精度功率表连接在加热块上用于测量加热功率。

1.2 实验介质与方法

实验选用工质纯度为 99.99% 的镓单质,表 1 是单质镓的物性参数,其中部分参数受温度  $t$  及密度  $\rho$  影响,实验中无量纲数选取 35 ℃ 时的物性参数。

实验使用 PID 温控器实现稳定的恒壁温条件,温度稳定后波动范围为 0.1 K 以内,满足实验要求。实验过程中镓的液相分数通过文献[10]中的方法利用镓相变过程中的密度突变得到的,通过使用照相图片处理得到液相分数。熔化过程中  $Nu$  通过计算输入功率得到。

本文实验设定恒定的加热壁温为 313 K,磁感应强度为 0~1.6 T。为表征液态金属在磁场中的熔化换热特性,需要引入无量纲准则数进行分析, $Nu$  数为表征对流强度与导热强度之比的参数,计算公式为

$$Nu = \frac{hL}{\lambda} \tag{1}$$

其中: $h$  为表面换热系数, $L$  为特征长度, $\lambda$  为流体的导热系数。

熔化过程中,引入无量纲时间  $Fo$ ,表征热扩散进行的深度,计算公式如下

$$Fo = \frac{at}{L^2} \tag{2}$$

其中: $a$  为热扩散系数; $t$  为时间; $L$  为特征长度,这里取高度  $H$ 。

$Ra$  表征自然对流强度,计算公式如下

$$Ra = \frac{\rho g \beta \Delta T L^3}{\mu \alpha} \tag{3}$$

其中: $\rho$   $\beta$   $\mu$  分别为液相介质的密度、体积膨胀系数和动力黏度, $\Delta T$  为加热壁温和材料熔点之差, $L$  取腔体高度  $H$ 。

由于实验存在相变,考虑采用斯蒂芬数(Ste)表征相变过程中显热与潜热之比

$$Ste = \frac{c_p \Delta T}{h_{ref}} \tag{4}$$

其中: $c_p$  和  $h_{ref}$  分别为材料的定压比热和熔化潜热, $\Delta T$  是加热壁温和材料熔点之差。

在磁场条件下,为表征磁场对液态金属流动与传热产生的影响,引入哈特曼数( $Ha$ )

$$Ha = BW \sqrt{\frac{\sigma}{\mu}} \tag{5}$$

其中: $B$  为磁场强度, $\sigma$  为液态金属的电导率,特征长度  $W$  取方腔宽度。

实验过程中存在一定的误差,本文采用几何综合法计算实验过程中速度、温度、熔化液相分数以及  $Nu$  的相对误差。实验过程中测量温度和速度的主要误差来源于仪器,分别为 0.4% 和 0.5%,液相分数的误差来源于图像识别过程中像素点高度的识别以及镓密度随温度的变化,两者误差合计约为 3%, $q$  的误差来源于仪器以及环境散热约为 10%,根据公式

$$\delta \approx \pm \sqrt{\sum_i^n \delta_i^2} \tag{6}$$

可以得到实验过程中  $Nu$ 、 $Nu^*$  的误差计算公式。 $Nu$  中存在误差的主要是  $q$  和  $T_w$ 。而  $T_w$  的误差有 2 个来源:1)加热壁温的波动,这个波动范围稳定后为 0.1 ℃,因此误差约为 0.25%;2)温度探头的反馈温度,其误差为 0.4%。 $Nu^*$  的误差多一个

表 1 工质镓的热物性参数表<sup>[17]</sup>  
Table 1 Table of thermal properties of Gallium

物性	镓(固)	镓(液)
熔点/K	302.91	—
密度/(kg/m <sup>3</sup> )	5 907	6 330 - 0.771 7 <i>t</i>
黏度/(Pa·s)	—	0.012 07 - 5.754 × 10 <sup>-5</sup> <i>t</i> + 7.891 × 10 <sup>-8</sup> <i>t</i> <sup>2</sup>
熔化潜热/(J/kg)	80 160	—
热导率/(W/(m·K))	40.6	- 7.448 + 0.125 6 <i>t</i>
定压比热/(J/(kg·K))	374	397.6
体积膨胀系数/(1/K)	—	0.771 7/ <i>p</i>
电导率/(s/m)	6.64×10 <sup>6</sup>	3.8×10 <sup>6</sup>
热扩散系数/(m <sup>2</sup> /s)	—	1.29×10 <sup>-5</sup>
<i>Pr</i>	—	0.024 4



来源,即特征长度的变化,这个误差与 $f$ 相同,约为 3%,因此误差计算公式分别为

$$\frac{\Delta Nu}{Nu} \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta q}{q}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_1}{T_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_2}{T_2}\right)^2}, \quad (7)$$

$$\frac{\Delta Nu^*}{Nu^*} \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta q}{q}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_1}{T_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_2}{T_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2}. \quad (8)$$

得到  $Nu$  和  $Nu^*$  的误差分别约为 10% 和 10.5%。

## 2 实验结果分析

### 2.1 磁场对液相分数变化的影响

镓的液相分数测量采用文献[10]中的方法,在镓的熔化过程中存在密度突变的现象,因此通过熔化过程中的腔体中的体积变化即可得到镓的液相分数。具体操作如下,在实验过程中架设相机拍摄镓补充管中镓的高度,镓由固相转为液相的过程中密度增大 3%,体积缩小,补充管中的镓高度降低直到完全熔化,通过得到各个时间点的液柱高度即可得到液相分数,拍摄的图片通过后处理得到液相分数。

图片后处理步骤如下,将图片二值化后识别液柱气液界面处的像素点坐标,即液柱中 1 和 0 的分界点坐标,在一次实验中,通过批量化处理取得各时刻下补充管的液气界面处的像素点位置,计算得到液相分数

$$f = \frac{(h_1 - h)}{(h_1 - h_2)}. \quad (9)$$

其中: $h$  为当前照片液气界面像素点的高度坐标, $h_1$  为完全凝固时的气液界面像素点的高度坐标,

$h_2$  为完全熔化时的气液界面像素点的高度坐标。

图 2(a) 展示的是壁面温度为 313 K 时,小  $Ha$  下熔化液相分数随时间变化的图。可以发现,在小  $Ha$  下,磁场对熔化速度的影响非常小,并且存在 2 个阶段,在熔化早期,由于小  $Ha$  下,洛伦兹力对流体流动具有整流作用<sup>[18]</sup>,即平行磁场方向的二次流动会受到抑制使得流动被迫向主环流发展,同时 Hartmann 层中的黏性耗散没有明显增强,此时流动仍然由浮升力主导,因此存在一个强化传热的效果,而随着无量纲时间  $Fo$  的增加,磁场对熔化过程中的换热影响由强化传热转化为抑制换热。当  $Ha$  较大时,如图 2(b) 所示,磁场对熔化速度的抑制效果较强且随着磁场强度的增加而增加,当  $Ha$  达到 2 914.8 时,镓完全熔化的时间为无磁场下的 2.225 倍。当  $Fo$  小于 2.5 时,可以看到不同  $Ha$  下的熔化液相分数差距很小,这是由于此时熔化处于导热主导阶段,磁场对熔化速度的影响非常小。

### 2.2 磁场对速度与温度分布的影响

图 3 给出的是不同磁场强度下,靠近加热壁面处平行于重力方向的速度分量随时间的变化图,纵坐标是测得的速度位置的相对高度。图中红色代表速度方向与重力方向相反,蓝色则为与重力方向相同。

Li 等<sup>[19]</sup>发现由于熔化过程中浮力的存在,对流强度主要集中在腔体上部,在靠近底壁的地方可以忽略不计,因此,底部主要以导热进行换热。在实验中,也观察到了相同的现象。在无磁场的情况下,可以看到如图 3(a) 所示,在腔体相对高度 1/4 处,速度存在突然减小的情况,这是由于

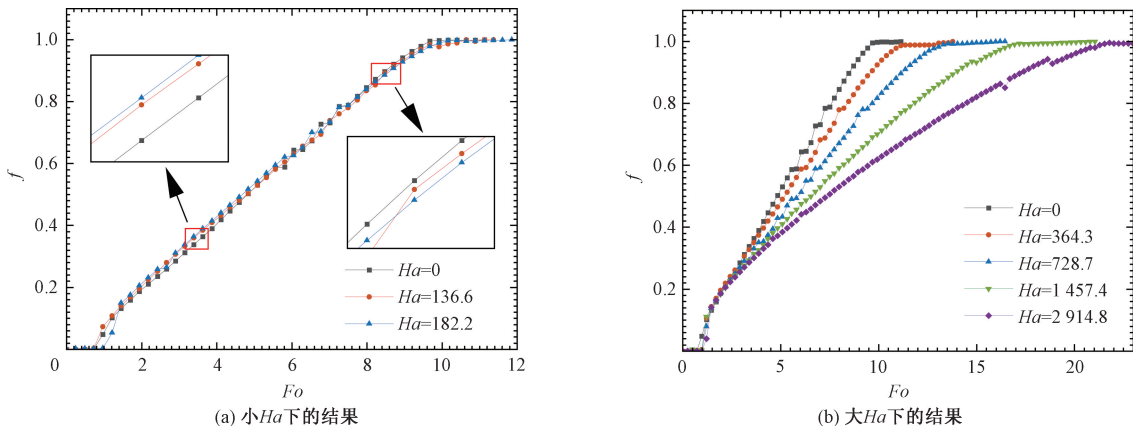


图 2 不同  $Ha$  下液相体积分数随时间的变化情况

Fig. 2 Variation of the volume fraction of the liquid phase with time at different  $Ha$

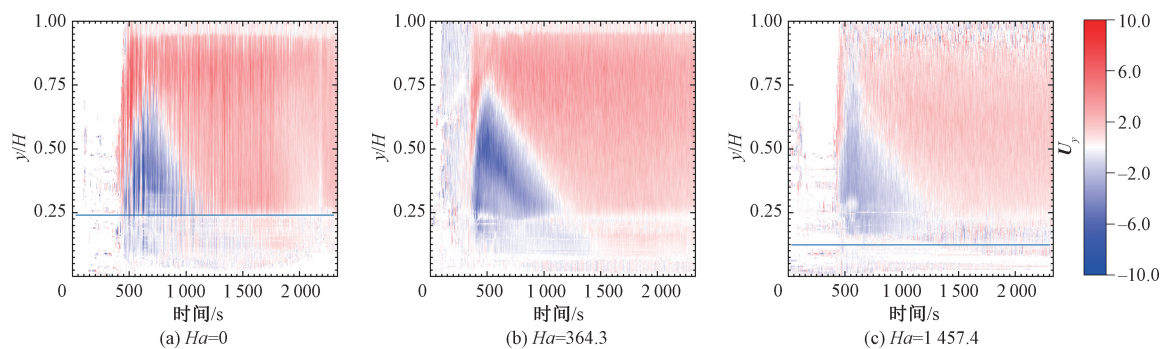


图 3  $Ra=2.1\times10^5$  时  $y$  方向的速度随时空的分布

Fig. 3 Distribution of velocity in the  $y$ -direction at  $Ra=2.1\times10^5$

浮力主导的对流主要存在于腔体的上方,而下方速度很小,换热主要由导热控制。

在磁场的作用下,导电的液态金属镓在流动过程中会产生洛伦兹力  $\boldsymbol{F}=\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}^2\boldsymbol{\sigma}$ ,洛伦兹力的方向与运动方向相反。因此,如图 3,可以看到  $Ha=1457.4$  时的流动速度远小于  $Ha=0$  时,同时也可发现方腔底部的导热主导区的高度也减小了。

在无磁场的情况下,如图 4(a) 所示,可以发现温度在对流过程中存在振荡,而当  $Ha=364.3$  时,熔化速度和温度等随时间的变化并没有显著差别,但磁场的存在显著地抑制了温度的振荡。这是由于小  $Ha$  下磁场的整流作用,随着磁场强度的增加,对温度波动的抑制作用依然存在。值得注意的是,随着磁场强度的增加,主要受到影响的是腔体顶部 4 个探头处的熔化时间,但对底部前 3 个探头的熔化时间影响较小。合理的解释是由于相变材料熔化过程中滞止区的存在,使得  $Ha=0$  时,腔体底部换热也以导热为主,而磁场主要抑制对流,因此对底部的熔化速度影响较小。

可以看到,图 4(a) 中,腔体顶部的探头处的镓温度逐次达到熔点以上后,底部的探头处,镓的

温度才开始超过熔点,而施加了强磁场后,如图 4(c) 所示,上下界面对应处的探头熔化时间趋于一致,且整体的温度分布在同一时刻更加接近均匀,上下对应探头的温差更小。

2.3 熔化换热特性

实验过程中用数据采集设备采集得到的为总热量  $Q$ ,计算  $Nu$  需要使用瞬时功率,因此按照 30 s 内的平均热量进行计算

$$q=\frac{(Q_n-Q_{n-1})}{30},\tag{10}$$

$$q=hA(T_w-T_s).\tag{11}$$

将  $h$  代入式(1)得到

$$Nu=\frac{(Q_n-Q_{n-1})H}{30\times A\Delta T\lambda}.\tag{12}$$

其中:这里选取的特征长度为固定长度  $H$ ,为实验腔体的高度, $Q_n$  和  $Q_{n-1}$  分别表示前一时刻和后一时刻的加热热量; $A$  为加热面积。此  $Nu$  能够表征对流换热的强度。

由于磁场对熔化过程换热的影响主要是作用在抑制对流效应上,因此本文引入文献中采用的  $Nu^*$  表征对流换热与导热之比,在  $Nu^*$  中采用  $\delta_{\text{avg}}^{[7,20-21]}$  代替  $H$ , $\delta_{\text{avg}}$  为熔化过程中加热壁面距离熔化前沿的平均距离,计算公式如下

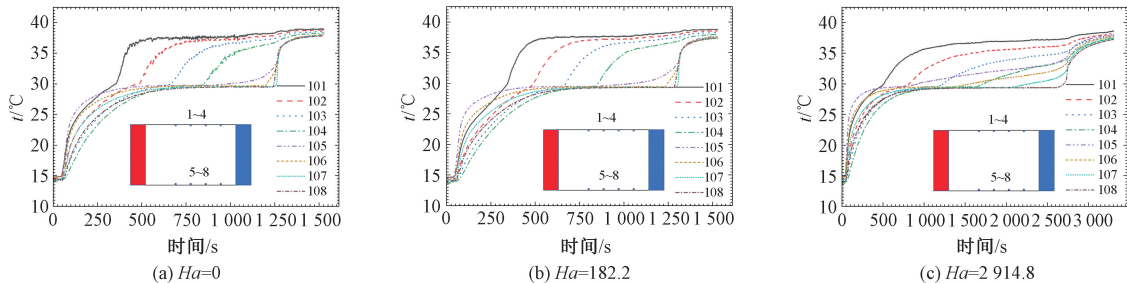


图 4  $Ra=2.1\times10^5$  时探头处温度随时间的变化

Fig. 4 Variation of temperature at the probe with time for  $Ra=2.1\times10^5$

$$\delta_{\text{avg}} = \frac{1}{H} \int_0^H \delta dy = \frac{Vf}{A}.$$

(13)

代入式(1)得到

$$Nu^* = \frac{h\delta_{\text{avg}}}{\lambda} = \frac{hVf}{\lambda A}.$$

(14)

其中: $V$ 为腔体体积, $f$ 为熔化过程中的液相分数。

如图 5 所示,无磁场情况下方腔中的熔化过程可以分成 3 个阶段<sup>[9,19]</sup>,在第 1 阶段熔化的液体层很薄。此时,黏度主导了流动。热量主要通过热传导传递,因此随着液层厚度的增加,热阻增大, $Nu$  逐渐降低。随着时间的推移,熔化的液体层越来越厚,浮力的作用逐渐超过黏度,开始主导流动。此时,上升的热液体不断地冲刷腔体的上部区域,并产生一个扭曲的熔化界面,但  $Nu$  依然会随着热阻的增大而减小。在第 2 阶段,热对流发挥作用,并最终主导换热,体现在图 5 上即  $Nu$  较为稳定的一段区域。

当到达对流主导区域时, $Nu$  会处于一个平台期,符合文献[6]中推导的标度率  $Nu \sim (Ra \cdot Pr)^{1/4}$ ,在本实验中,

$$Nu = 0.528(Ra \cdot Pr)^{1/4}.$$

(15)

随着对流主导区的结束, $Nu$  会逐渐减小,进入“衰变的对流阶段”(第 3 阶段),也即文献[6]描述的固体收缩区。此时,靠近右壁面的镓部分熔化,残余固体存在于腔体的右下角,随着液固界

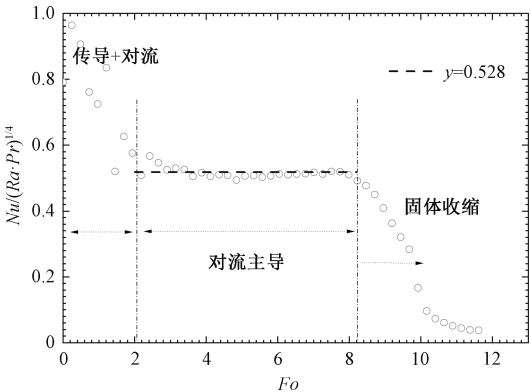
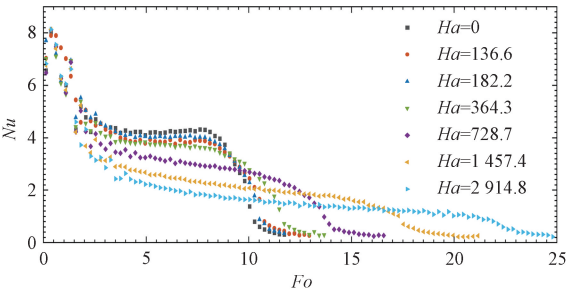


图 5  $Ra=2.1\times10^5$  时  $Nu/(Ra \times Pr)^{1/4}$  与  $Fo$  的变化  
Fig. 5 Variation of  $Nu/(Ra \times Pr)^{1/4}$  with  $Fo$  at  $Ra = 2.1\times10^5$

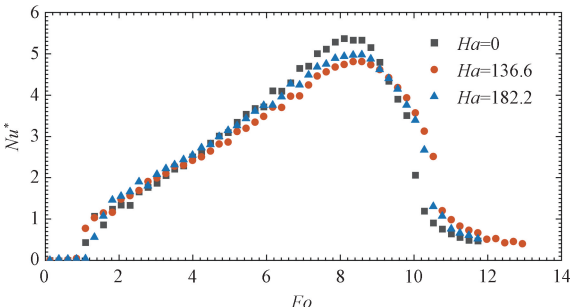
面有效长度的减少,热对流将显著衰减, $Nu$  也随之减小直至最后完全熔化后, $Nu$  变为 0。

图 6(a) 给出不同  $Ha$  下,镓在方腔中熔化的对流换热准则数  $Nu$  随时间变化的图。可以看到,施加了磁场后,对流主导阶段中  $Nu$  的平台消失,取而代之的是逐渐下降的曲线,说明磁场对对流换热的抑制作用随着熔化时间的增加而增加。

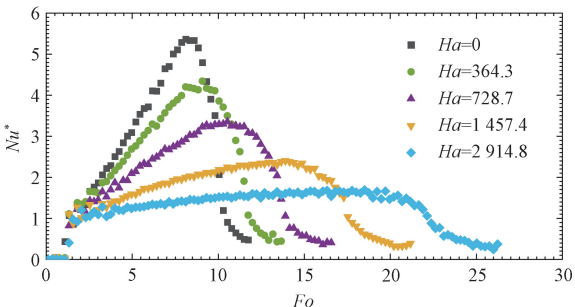
图 6(b) 和 6(c) 分别为小  $Ha$  和大  $Ha$  下,变特征长度下的对流换热强度准则数  $Nu^*$  随时间变化的关系。在小磁场,即  $Ha = 136.6$  和  $182.2$  时, $Nu^*$  的主要变化在于峰值降低了,在上升和降低阶段,小  $Ha$  下的  $Nu^*$  与无磁场下的



(a)  $Nu$ 随 $Fo$ 的变化



(b) 小 $Ha$ 下,  $Nu^*$ 随 $Fo$ 的变化



(c) 大 $Ha$ 下,  $Nu^*$ 随 $Fo$ 的变化

图 6  $Ra=2.1\times10^5$  时,不同  $Ha$  下,无量纲换热准则数随时间的变化

Fig. 6 Variation of dimensionless heat transfer criterion number with time for different  $Ha$  at  $Ra = 2.1\times10^5$

$Nu^*$  分别存在一个交汇的时刻,这印证了前文小  $Ha$  下的液相分数在熔化前期高于  $Ha=0$  的情况,说明小  $Ha$  对熔化前期具有强化换热效果,而熔化后期则会抑制。不管在小  $Ha$  还是大  $Ha$  下,随着磁场增大,可以看到  $Nu^*$  的峰值减小,同时峰值到来的时间延长,当  $Ha=2\,914.8$  时,此时磁场强度已经达到  $1.6\text{ T}$ ,在熔化过程中的对流主导阶段, $Nu^*$  依然大于  $1$ ,说明依然存在对流效应,并没有被完全抑制。

结合 Jany 和 Bejan 得到的标度率<sup>[6]</sup>,得到在对流主导区无磁场下

$$Nu^* = 0.183(Ra \cdot Pr)^{1/2}\theta. \quad (16)$$

其中: $\theta$  是  $Ste$  和  $Fo$  的乘积,即  $Ste \cdot Fo$ ,表示的是无量纲时间,是在熔化过程中经常使用的一个无量纲数。磁场条件下对流主导区的起始时间,我们认为与无磁场情况下相同,即在这个温度下  $Fo$  等于  $2$  的时候为对流主导区的起始时间,对流主导区的结束时间为  $Nu^*$  达到最大值的时间。

通过多元线性回归得到对流主导区在  $313\text{ K}$  时磁场下的换热公式

$$Nu^* = \frac{1}{1+3.17 \times 10^{-5} Ha \cdot Fo^{1.5}} 0.183(Ra \cdot Pr)^{1/2}\theta. \quad (17)$$

拟合得到  $R^2=0.989$ ,拟合效果较好。

### 3 结论

本文通过搭建磁场下金属熔化相变传热平台,研究矩形腔内金属单质镓在熔化过程中的传热特性。主要聚焦于磁场对熔化过程中对流换热强度的影响,同时研究磁场对熔化过程中速度分布以及上下界面的温度分布的影响,主要得到以下的结论。

1)磁场的存在能够抑制熔化过程中的温度波动,磁场强度增加能够使熔化过程中液态金属的温度分布更加均匀,使对流效应减弱,导致熔化前沿的上下部分熔化速度趋于一致并且减小腔体底部导热主导区的高度。

2)验证了无磁场下熔化过程处于对流主导区域时  $Nu$  的标度率:  $Nu \sim (Ra \cdot Pr)^{1/4}$ 。发现:小  $Ha$  下,磁场在熔化前期对熔化速度具有强化作用,而在熔化后期则会对熔化速度具有抑制作用;而大  $Ha$  下,磁场对熔化速度只体现抑制作用,当  $Ha$  达到  $2\,914.8$  时,镓完全熔化的时间为无磁场下的  $2.225$  倍。

3)在整个熔化过程中, $Nu^*$  存在一个先增强后减弱的趋势,施加磁场后会减小  $Nu^*$  最大值并延迟最大值到来的时间。当磁场强度达到  $1.6\text{ T}$  时,熔化过程中  $Nu^*$  依然大于  $1$ ,说明对流效应依然没有被完全抑制。本文还通过多元线性回归得到了对流主导区磁场条件下的  $Nu^*$  的无量纲关系式,即式(17)。

### 参考文献

- [ 1 ] Stefan J. Ueber Die Theorie der Eisbildung, insbesondere über Die Eisbildung im Polarmeere[J]. Annalen Der Physik, 1891, 278 ( 2 ): 269-286. DOI: 10.1002/andp.18912780206.
- [ 2 ] Shokouhmand H, Kamkari B. Experimental investigation on melting heat transfer characteristics of lauric acid in a rectangular thermal storage unit[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2013, 50: 201-212. DOI:10.1016/j.expthermfluisci.2013.06.010.
- [ 3 ] Al Omari S A B, Ghazal A M, Elnajjar E, et al. Vibration-enhanced direct contact heat exchange using gallium as a solid phase change material[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2021, 120: 104990. DOI: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2020.104990.
- [ 4 ] 颜晓虹,胡学功,赵耀华. 微槽群相变式微冷系统的换热特性实验[J]. 中国科学院研究生院学报, 2006, 23(3): 313-316. DOI:10.7523/j.issn.2095-6134.2006.3.005.
- [ 5 ] Coenen J W, Philipps V, Brezinsek S, et al. Analysis of tungsten melt-layer motion and splashing under tokamak conditions at TEXTOR[J]. Nuclear Fusion, 2011, 51(8): 083008. DOI:10.1088/0029-5515/51/8/083008.
- [ 6 ] 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. DOI: 10.1016/0017-9310(88)90065-8.
- [ 7 ] Gau C, Viskanta R. Effect of natural convection on solidification from above and melting from below of a pure metal[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1985, 28(3): 573-587. DOI: 10.1016/0017-9310(85)90180-2.
- [ 8 ] Gau C, Viskanta R. Melting and solidification of a pure metal on a vertical wall[J]. Journal of Heat Transfer, 1986, 108(1): 174-181. DOI:10.1115/1.3246884.
- [ 9 ] Kumar L, Manjunath B S, Patel R J, et al. Experimental investigations on melting of lead in a cuboid with constant heat flux boundary condition using thermal neutron radiography[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2012, 61: 15-27. DOI:10.1016/j.ijthermalsci.2012.06.014.
- [ 10 ] Zhang H, Charmchi M, Veilleux D, et al. Numerical and experimental investigation of melting in the presence of a magnetic field: simulation of low-gravity environment[J].



- Journal of Heat Transfer, 2007, 129: 568-576. DOI: 10.1115/1.2709961.
- [11] Wang Z H, Meng X, Ni M J. Liquid metal buoyancy driven convection heat transfer in a rectangular enclosure in the presence of a transverse magnetic field [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 113: 514-523. DOI:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.05.121.
- [12] Okada K, Ozoe H. Experimental heat transfer rates of natural convection of molten Gallium suppressed under an external magnetic field in either the X, Y, or Z direction[J]. Journal of Heat Transfer, 1992, 114(1): 107-114. DOI:10.1115/1.2911234.
- [13] Ghalambaz M, Doostanidezfuli A, Zargartalebi H, et al. MHD phase change heat transfer in an inclined enclosure; effect of a magnetic field and cavity inclination [J]. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, 2017, 71(1): 91-109. DOI:10.1080/10407782.2016.1244397.
- [14] Feng Y C, Li H X, Li L X, et al. Investigation of the effect of magnetic field on melting of solid gallium in a bottom-heated rectangular cavity using the lattice Boltzmann method [J]. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, 2016, 69(11): 1263-1279. DOI: 10.1080/10407782.2015.1127732.
- [15] Haddad Z, Iachachene F, Zidouni F, et al. Magnetic field effects on melting and solidification of PCMs in an isosceles triangular cavity [J]. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 2022, 147(7): 4697-4709. DOI: 10.1007/s10973-021-10857-5.
- [16] Saha S K. Dynamics of phase change of gallium under magnetic field and thermocapillary effects under variable gravity conditions [J]. Thermal Science and Engineering Progress, 2022, 29: 101234. DOI: 10.1016/j.tsep.2022.101234.
- [17] Yamanaka Y, Kakimoto K, Ozoe H, et al. Rayleigh - Benard oscillatory natural convection of liquid gallium heated from below [J]. Chemical Engineering Journal, 1998, 71(3): 201-205. DOI:10.1016/S1385-8947(98)00100-4.
- [18] 孙思睿, 张杰, 倪明玖. 横向磁场下侧壁加热方腔熔化的数值模拟研究[J]. 力学学报, 2022, 54(9): 2377-2386. DOI: 10.6052/0459-1879-22-155.
- [19] Li M, Jiao Z J, Jia P. Melting processes of phase change materials in a horizontally placed rectangular cavity [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2022, 950: A34. DOI: 10.1017/jfm.2022.751.
- [20] Okabe T, Miyanishi T, Miyagawa T, et al. Spatio-temporal measurement of natural convective heat transfer on melting process using infrared thermography[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 181: 121882. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121882.
- [21] Parsazadeh M, Malik M, Duan X L, et al. Numerical study on melting of phase change material in an enclosure subject to Neumann boundary condition in the presence of Rayleigh-Bénard convection[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 171: 121103. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121103.