

脉冲磁场下金属熔体凝固流场的数值模拟^{*}

訾炳涛 姚可夫[†]

(清华大学机械工程系, 北京 100084)

许光明 崔建忠

(东北大学材料与冶金学院, 沈阳 110004)

(2001 年 3 月 12 日收到, 2002 年 1 月 27 日收到修改稿)

用 ANSYS5.5 有限元数值模拟软件对铝合金熔体凝固过程中的流场作了数值模拟, 模拟结果和实验现象相符合. 通过数值模拟发现, 用数值模拟的方法不仅可以初步了解凝固过程中熔体的流动状态, 而且可以了解凝固组织细化和产生缺陷的原因. 因此, 是一个值得注意的研究方向, 有较大的实用价值.

关键词: 脉冲磁场, 凝固流场, 数值模拟

PACC: 5230, 4710

1. 引言

金属熔体凝固过程的运动状态, 尤其是在电磁过程(如电磁搅拌、电磁铸造、电磁离心铸造等)中的流动行为是很复杂的. 一般地, 可用描述流体运动的纳维-斯托克斯方程组(包括连续性方程、纳维-斯托克斯方程和能量方程)进行描述. 对于不可压缩流体, 仅用连续性方程和纳维-斯托克斯方程描述即可, 但是, 即使这样, 由于纳维-斯托克斯方程组的非线性, 实际金属熔体的黏性, 使实际求解纳维-斯托克斯方程组都是非常困难或是不可能的. 所以, 人们不得不引入不同程度物理或数学上的近似(即模型)以求其近似解, 而数值模拟就是一种. 随着计算机技术和相关应用软件的飞速发展, 使得数值模拟技术得到了快速发展, 推动了其在流体力学和冶金等领域中的广泛应用. 也使得数值模拟技术成为当今非常热门的研究方向^[1-7].

在脉冲磁场作用下, 金属凝固组织可被显著细化. 这是一种新出现的、前景十分广阔的新工艺^[8-10], 尚有许多问题未搞清楚. 如对其细化凝固组织机理的认识, 由于熔体的高速运动而使熔体速度场无法测量, 等等. ANSYS 有限元软件作为一个较为完善的数值模拟工具已很成功地应用在很多领

域^[2]. 本文尝试用 ANSYS5.5 软件对脉冲磁场作用下铝合金熔体的流场做了初步模拟. 本模拟研究有利于该新工艺的进一步发展和完善.

2. 实验过程及数值模拟原理

2.1. 实验过程

所用的实验装置、材料和实验过程参见文献[8, 9]. 装置由额定电压为 10kV、额定电容量为 80 μ F 的高压脉冲电容器组组成. 所加的脉冲磁场峰值强度分别为 0, 1.7T, 2.5T, 3.3T, 4.1T, 5.0T, 5.8T, 频率为 5320Hz. 在实验实施中发现, 当所施加的脉冲磁场(由直螺线管线圈产生)较强时, 金属熔体或者会向铸模外(大量)溅出, 当溅出量很大时, 使实验不能继续进行; 或者在圆柱形样品中部形成(严重)的沙化现象, 当沙化很严重时, 使该处不能正常凝固而发生断裂^[8, 9].

2.2. 数值模拟原理

脉冲磁场作用下, 对金属熔体(可看作等离子体和磁流体^[3-5])凝固过程中流场进行 ANSYS 有限元数值模拟的理论基础是磁流体力学原理. 由等离子体物理学或磁流体力学可知, 描述磁流体运动的边

^{*} 国家重点基础研究发展规划(973)项目(批准号: G1999064900-05)和教育部专项基金资助的课题.

[†] Tel: 010-62772292, Fax: 010-62770190, Email: kfyao@tsinghua.edu.cn

值问题如下^[3-7].

2.2.1. 磁流体有限元基础

一般地,磁流体的连续性方程和动量方程分别为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \rho \mathbf{F} - \nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}). \quad (2)$$

对不可压缩的黏性流体(本文的铝合金熔体可看作不可压缩的黏性流体),则(1)和(2)式变为

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{V}, \quad (4)$$

这里 $\rho, \mathbf{V}, \nabla p, \nu = \mu/\rho, \mathbf{F}$ 分别为黏性流体的密度、速度、压力、运动黏性系数和体积力(这里,体积力包括重力 mg 和电磁力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$).

对于本文,处在用直螺线管线圈产生的脉冲磁场中的圆柱形铝合金熔体,重力可被忽略,采用圆柱坐标后(3)和(4)式分别变为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (v_r r)}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \\ &= F_e - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{v_r}{r^2} \right], \\ & \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

把(5)(6)式表示成以流函数 ψ 和涡量 ω 表示的方程

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \omega = 0, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & r^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\omega}{r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\omega}{r} \right) \right] \\ & - v \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\omega}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\omega}{r} \right) \right] \right\} = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \omega = \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r}$.

采用伽辽金法(7)和(8)式可变为

$$\iint \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \omega \right] \delta \psi dr dz = 0, \quad (9)$$

$$\iint \left\{ r^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\omega}{r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\omega}{r} \right) \right] - v \frac{\partial}{\partial z} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\omega}{r} \right) \right] \right\} \delta \omega dr dz = 0. \quad (10)$$

应用格林公式,并构造流函数和涡量的插值函数后,可得到上面流函数方程和涡量方程的有限元单元方程

$$A_{mn}^e \psi_m^e = B_n^e + C_n^e, \quad (11)$$

$$A_{qp} \frac{\partial \omega_p}{\partial t} + (B_{qp} + C_{qp}) \omega_p = D_q. \quad (12)$$

对上面两式进行总体合成,即得到总的有限元方程

$$A_{ij} \psi_j = B_i + C_i, \quad (13)$$

$$A_{kl} \frac{\partial \omega_l}{\partial t} + (B_{kl} + C_{kl}) \omega_l = D_k, \quad (14)$$

其中 A, B, C, D 均为相应方程的系数矩阵.

2.2.2. 网格划分及边界条件

本文的铝合金熔体为圆柱体样品,产生脉冲磁场的线圈为直螺线管线圈,故采用圆柱坐标系,坐标系原点取在样品和线圈长度方向的中心, z 轴为对称轴.对该样品采用 ANSYS 软件中的 Plane53 矩形单元进行区域网格划分,如图 1 所示.

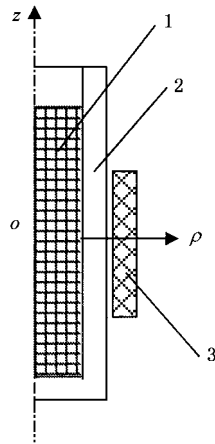


图 1 样品的网格划分 1 为铝合金熔体,2 为陶瓷坩埚,3 为直螺线管 Cu 线圈

所用的边界条件如下.

流函数方程(7)的边界条件为

$$\text{第一类边界条件: } \Gamma_1: \psi = \psi_0, \quad (15)$$

$$\text{第二类边界条件: } \Gamma_2: \frac{\partial \psi}{\partial n} = -v_n. \quad (16)$$

涡量方程(8)的边界条件为

$$\text{第一类边界条件: } \Gamma_1: \omega = \omega_0, \quad (17)$$

$$\text{第二类边界条件: } \Gamma_2: \frac{\partial \omega}{\partial n} = v_n, \quad (18)$$

其中 ψ_0 为边界 Γ_1 上的已知流函数值, v_t 为边界 Γ_2 上的已知切线方向速度, ω_0 为边界 Γ_1 上的已知涡量值, v_n 为边界 Γ_2 上的已知法线方向速度。

以上的边界条件结合导电流体问题的基本方程(7)和(8),便构成了导电流体的边值问题,从而可对该导电流体(本文即熔体流场)问题进行完整描述和求解。

3. 数值模拟结果与讨论

所用的主要模拟参数为:空气的磁导率为 1;熔体的密度为 2.4g/cm^3 ,黏度为 $3.5\text{g}(\text{s}\cdot\text{m})$,电阻率为 $28\times 10^{-8}\Omega\cdot\text{m}$,磁导率为 $1.26\times 10^{-6}\text{H/m}$;线圈参数有:长度 56mm ,内径 32mm ,外径 42mm ,匝数 18 匝;所加脉冲电流频率为 5320Hz 。图 2 为利用 ANSYS5.5 有限元软件对铝合金熔体内部流场的数值模拟结果,它给出了在 3 个不同峰值脉冲磁场的瞬间,3 个圆柱形陶瓷管(即铸模)内熔体的运动状态(矢量)分布图。从图中可以明显看出,熔体内部的流场不仅分布很不均匀,且上下、里外也不对称。长度方向:在线圈长度范围内的样品中心区域,速度很小,且从外向内作径向运动;线圈端部附近的样品部分速度很大,运动方向混乱,形成涡流或紊流;远离线圈外面部分熔体的速度也很小,或向上或向下作垂直或准垂直运动。而且,随着所施加的磁场强度的进一步增加,流体运动的这种不均匀性更加严重。

具体地说,熔体运动的不均匀性和非对称性表现在:1)在线圈长度范围内的样品心部区域,熔体流动速度最小,运动方向为垂直于对称轴向内;圆柱形样品外层熔体的流动速度比较大,垂直于对称轴向内运动。2)线圈的上面端部附近的熔体流动速度很大,且均以弧线向内斜向上或向上运动,再经由模壁向下且向内流动,速度很大,从而形成该处熔体的剧烈振动和很强的惯性力;而线圈的下面端部附近的熔体流动速度也很大,向内向下运动,经弧线触模壁再向内运动,下部熔体出现涡流流动和紊流流动现象,也使该部分的熔体发生剧烈振动现象。这种振动可使凝固组织得到细化^[1]。同时,流动着的熔体还具有搅拌的作用,所以,脉冲磁场作用下熔体的凝固过程具有电磁搅拌和电磁振动的双重效果和作用^[8]。但由于底部铸模的限制,表现出线圈上下两个端部附近熔体流动的不一致性和非对称性。3)随着所施加的脉冲磁场强度的逐渐增大,通过模拟我们

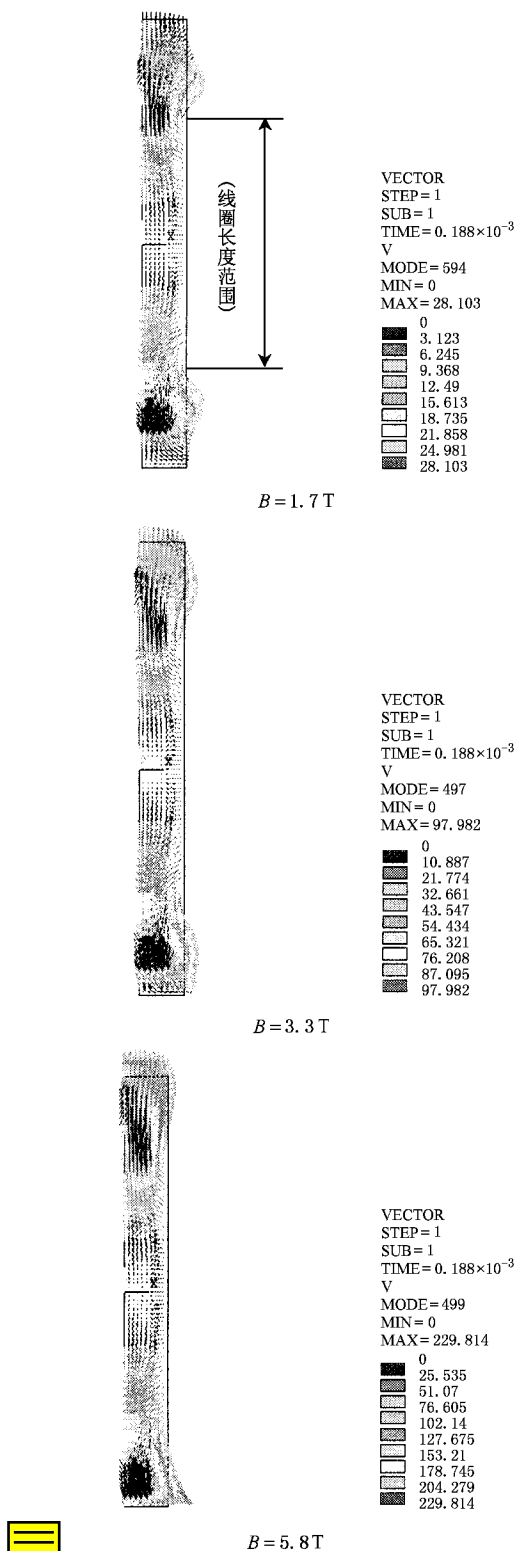
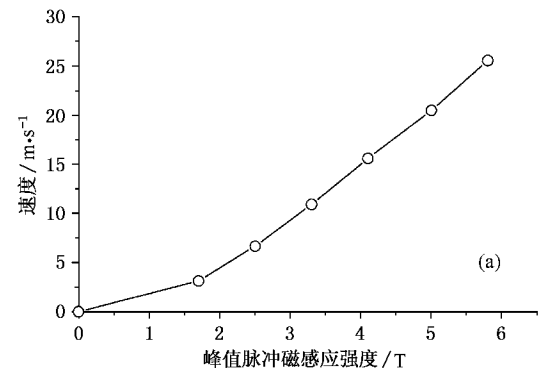
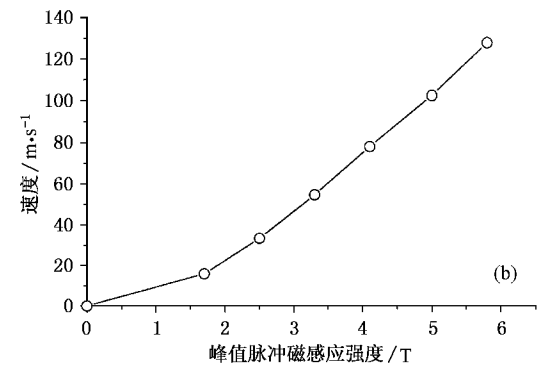


图2 不同脉冲磁场下,熔体样品中流场的 ANSYS 模拟

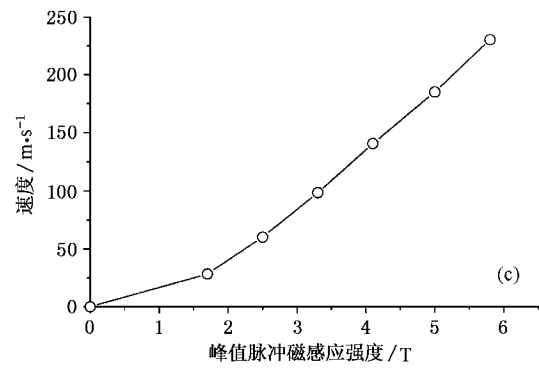
发现,熔体的各部分的流动速度分布状态变化不大,只是熔体各部分的流动速度进一步增加,熔体运动的非对称性进一步加剧。磁场强度较强时,可使上部



(a) 心部熔体的速度场



(b) 边缘熔体的流场



(c) 线圈端部附近熔体的流场

图 3 样品中不同部分熔体的速度分布

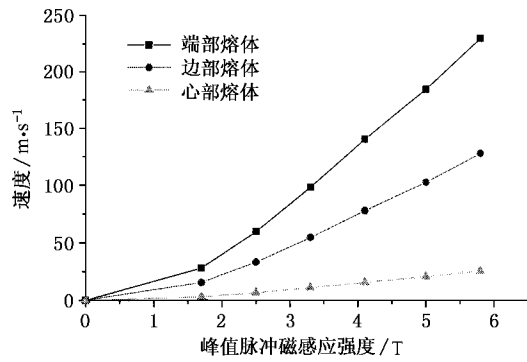


图 4 样品中的不同部分熔体的流场

脉冲磁场的作用下,由于存在着脉冲放电间隙,所以可使熔体产生:在螺线管线圈的长度范围内,熔体在垂直于对称轴作往复的径向运动;在线圈端部及以外,可使熔体产生上下运动或紊流运动,以及振动。

另外,在线圈长度范围内的熔体中心部分,由于此处熔体的流失或被挤走,形成了负压强区,以及熔体的往复径向运动,结果造成在凝固时该部分熔体(即心部)无法得到别部分熔体的补充而不能进行正常凝固,使凝固后在样品上的该部分形成细砂状的现象甚至从该处断开的现象^[8,9]。这种模拟结果和脉冲磁场较强时的实验现象相一致。这为文献[2]提到的圆柱形样品中心部位表面的“砂化现象”和甚至从中部断裂的现象提供了理论依据。脉冲磁场作用下,铝合金熔体速度场分布的这种不均匀性和非对称性,还可以从图3、图4更加明显地看出。

4. 结 论

1. 脉冲磁场作用下,凝固过程中的金属熔体的流场具有上下、里外分布不对称和总体分布不均的特点,而且,这种趋势还随着脉冲磁场强度的增强而加剧。

2. 在线圈两个端部附近,熔体的流动速度最大、方向混乱,形成很强的紊流。同时,也形成很强的冲击力和惯性力。

3. 脉冲电磁场作用下,铝合金熔体的凝固过程具有电磁搅拌和电磁振动的双重效果和作用。这种特点,以及强大冲击力和惯性力的存在是脉冲磁场作用下的凝固过程区别于其他非脉冲磁场作用下凝固过程的基本特征。

4. 模拟结果可以对实验中发生的现象作出解释。

分熔体向上冲出圆柱形铸模、溅出到铸模外,这和我们做实验时所观察到的熔体从圆柱形陶瓷管(即铸模)内大量溅出的现象相符合;使下部分熔体进一步向下或斜向下运动,冲击模底并形成很大的冲击力,从而涡流或紊流流动,以及流体的振动现象进一步加剧。但无论是上面部分熔体,还是下面部分熔体,最大速度均发生在螺线管线圈的两端部附近。4)在

- [1] Sun J S and Wu C S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 209 [in Chinese] 孙俊生、武传松 2001 物理学报 **50** 209]
- [2] Wang G Q 1999 *Numerical Simulation Technology for Practical Engineering and its Practice on ANSYS* (Xi 'an :Northwestern Polytechnical University Press) [in Chinese] 王国强 1999 实用工程数值模拟技术及其在 ANSYS 上的实践 (西安 :西北工业大学出版社)]
- [3] Han Z C 2001 *Electromagnetic Metallurgy* (Beijing :Metallurgical Industry Press) [in Chinese] 韩志成 2001 电磁冶金学 (北京 :冶金工业出版社)]
- [4] Du S G 1998 *Plasma Physics* (Beijing :Atomic Energy Press) [in Chinese] 杜世刚 1998 等离子体物理 (北京 :原子能出版社)]
- [5] Guo H Z , Zhang X X , Liu X J *et al* 1998 *Numerical Simulation of Transfer Process* (Beijing :Metallurgical Industry Press) [in Chinese] [郭鸿志、张欣欣、刘向军等 1998 传输过程数值模拟 (北京 :冶金工业出版社)]
- [6] Chi C Q , Wang Z S and Zhao P Z 1993 *Mechanics of Ferromagnetic Fluid* (Beijing :Beijing University of Aeronautics and Astronautics Press) [in Chinese] 池长青、王之珊、赵丕智 1993 铁磁流体力学 (北京 :北京航空航天大学出版社)]
- [7] Zhou G D , Yan Z Y , Xu S X *et al* 2000 *Fluid Mechanics* (2nd Ed.) (Beijing :Higher Education Press) [in Chinese] 周光炯、严宗毅、许世雄等 2000 流体力学 (第二版) (北京 :高等教育出版社)]
- [8] Zi B T 2000 *Ph D Dissertation* (Shenyang :Northeastern University) (in Chinese) 訾炳涛 2000 博士学位论文 (沈阳 :东北大学)]
- [9] Zi B T , Ba Q X , Cui J Z *et al* 2000 *Scripta materialia* **43** 377
- [10] Zi B T , Ba Q X , Cui J Z *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1010 [in Chinese] 訾炳涛、巴启先、崔建忠等 2000 物理学报 **49** 1010]

Numerical simulation of liquid alloy flow field during solidification under applied pulsed magnetic fields ^{*}

Zi Bing-Tao Yao Ke-Fu

(Department of Mechanical Engineering , Tsinghua University , Beijing 100084 ,China)

Xu Guang-Ming Cui Jian-Zhong

(School of Materials & Metallurgy , Northeastern University , Shenyang 110004 ,China)

(Received 12 March 2001 ; revised manuscript received 27 January 2002)

Abstract

A numerical simulation of the flow field during solidification in Al-alloy was carried out by the ANSYS 5.5 in the present paper. The simulation results were in good agreement with the experimental data. It was found , through the simulation , that not only the melt 's movement but also the mechanism of the refinement for the solidified structure and the formation of some defaults during solidification were elementally understood.

Keywords : pulsed magnetic field , speed field of solidification , numerical simulation

PACC : 5230 , 4710

^{*} Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. G1999064900-05) and the Special Research Foundation of the Ministry of Education.