

气体-液态金属体积分数对 多入口磁流体发电性能的影响

王彦利¹, 黄护林^{1*}, 王少政¹, 鹿鹏²

- (1. 航天进入减速与着陆技术实验室(南京航空航天大学航天学院), 江苏省南京市 211106;
2. 南京航空航天大学能源与动力学院, 江苏省南京市 210016)

Impact of Gas-liquid Metal Volume Fractions on the Performance of the Multiple-entrance MHD Generator

WANG Yanli¹, HUANG Hulin^{1*}, WANG Shaozheng¹, LU Peng²

- (1. Laboratory of Space Entry Deceleration and Landing Technology (College of Astronautics, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics), Nanjing 211106, Jiangsu Province, China;
2. College of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, Jiangsu Province, China)

ABSTRACT: Based on the volume of fluid method, the behavioral mechanism, electromagnetic properties, and power generation performance of the gas-liquid metal two-phase flow in the generator are numerically investigated by changing the gas inlet velocity of the multiple-entrance magnetohydrodynamic (MHD) generator with varying volume fractions of gas and liquid metal. The results show that the two-phase fluids display a periodically varying flow pattern. There exists a positive correlation between the trend of the liquid metal volume fraction and the pressure differences caused by the interphase action in the vertical flow direction. In addition, the mixing homogeneity of the two-phase fluid deteriorates as the gas volume fraction increases. When the volume fraction ratio of the gas to the liquid metal at the inlet is 3.075, the two-phase flow pattern transforms from stratified gas-liquid-gas to slug flow, droplet flow, and strip flow sequentially, with a period of 0.030 8 s. Meanwhile, the unloaded generator gains the highest period-averaged electromagnetic efficiency of 83.8%. When the load coefficient is $K=0.5$, the two-phase flow in the generator is mostly annular-like flow, and the flow pattern's evolution period is shorter than that of the unloaded one, and the period average generation efficiency is 43.81%.

基金项目: 国家自然科学基金项目(52276155); 江苏省研究生科研与实践创新计划项目(KYCX20_0224)。

Project Supported by National Natural Science Foundation of China (52276155); Postgraduate Research & Practice Innovation Program of Jiangsu Province (KYCX20_0224).

KEY WORDS: gas-liquid metal two-phase flow; magnetohydrodynamic (MHD); interphase action; two-phase flow pattern; generation efficiency

摘要: 该文基于流体体积法(volume of fluid, VOF), 通过改变多入口磁流体发电通道气体的入口速度, 数值研究不同气体-液态金属两相体积分数下, 发电直通道中两相流场的行为机理、电磁特性和发电性能。结果表明, 两相流体在通道中形成周期性变化的两相流型, 相间作用在垂直流向上产生的压差与液态金属体积分数的变化趋势呈正相关; 气体体积分数增加, 两相流体混合的均匀性变差。通道入口气-液两相的体积分数比为 3.075 时, 流型由入口的气-液-气分层流依次转变为弹状流、滴状流和条带状流, 周期为 0.030 8 s, 一个流型周期内空载发电通道的周期平均电磁效率最高, 达 83.8%; 负载系数 $K=0.5$ 时, 气液两相在发电直通道中主要呈类环状流, 两相流型的演化周期比空载时缩短, 周期平均发电效率为 43.81%。

关键词: 气体-液态金属两相流; 磁流体动力学; 相间作用; 两相流型; 发电效率

0 引言

基于法拉第电磁感应定律的磁流体发电技术是利用导电流体在磁场中切割磁力线来输出电能。其中, 导电流体分为高温等离子体和液态金属等导电流体。高温等离子体存在热源温度高, 对电极材料及系统设计要求高; 电导率较低, 其系统的发电效率也较低等问题, 因而目前研究进展不大^[1]。液态

金属具有电导率高^[2], 对热源要求宽泛等优势, 这使液态金属磁流体(liquid metal magnetohydrodynamic, LMMHD)发电技术具有结构简单、无运动部件、装机容量不受限制、驱动方式多样、效率高、环境污染低等优点而受到广泛关注^[3-4]。Petrick 和 Lee^[5]提出的两相 LMMHD 发电方式以降低单相 LMMHD 发电系统中的机械损失, 并通过耦合布雷顿循环^[6]和朗肯循环^[7]提高系统整体的发电效率^[8-9]。在两相 LMMHD 发电系统中, 液态金属和气体两相混合并利用高速气体携带液态金属直接通过发电通道进行发电。由于气体是不导电的, 不受磁场的直接作用, 使两相流场的分布难以控制, 从而产生复杂的两相流动结构, 影响各相速度、相间作用、混合电导率的空间分布以及系统的流-电转化效率。因此, 为有效驱动液态金属, 得到较高的发电效率, 需要对两相混合流场的行为机理进行研究。

两相流结构具有多样性和复杂性, 目前有关相间作用的研究仅在文献[10-11]中用压降来表示。方立德等^[12]将水平管内气液两相流的相间作用分为沿流动方向和垂直于流动方向两部分, 并指出在气体中刚通入少量液体时沿程摩擦阻力会减小。刘然和何青等^[13-15]结合实验和数值模拟, 发现气液两相流相间作用的垂直压差随气相流速的增加而减小。在两相 LMMHD 发电系统中, 气体和液态金属在重力、相间作用和洛伦兹力的共同作用下会形成复杂的两相流结构。气体体积分数为 20% 时, 两相混合流体的有效电导率与输出功率都会骤降^[16], 说明此时流型发生转变。两相流型随流动方向和流体性质的改变而变化, 如两相混合流体的有效电导率在泡状流时与麦克斯韦理论值吻合较好, 而从泡状流过渡到弹状流时其有效电导率会急剧下降^[17]。磁场通过促进小气泡的聚集和长气塞的破碎及变形^[18], 改变了气泡流-段塞流-搅拌流之间的边界。基于流体体积法(volume of fluid, VOF), Wang 等^[19-20]对气体-液态金属两相流体在多入口磁流体发电通道中的演化过程进行数值模拟, 发现两相流体沿发电通道流向形成了周期性变化的两相流型, 两相流型依次为弹状流、环状流、柱状流、泡状流和分层流; 磁场削弱了气体对液态金属的携带能力, 缩短了流型的演化周期。刘中天等^[21]采用不同混合器结构在两相 LMMHD 发电通道中观察到搅拌流、环状流、弹状流和分散流等流型。

在两相流动中, 气体体积分数沿通道的不均匀

性使两相流结构和各相速度的分布变得复杂, 有效电导率也随之不断变化, 进而影响实际流-电转换效率。Lu 等^[22]基于多相流混合模型研究了两相 LMMHD 发电机的性能, 结果发现, 磁场的增加将增强湍流强度, 降低流场稳定性, 而增加气体体积分数有助于改善流动稳定性。曹嘉彬等^[23]对等截面直方通道两相 LMMHD 发电机性能进行的数值研究表明, 输出功率与速度、磁场强度以及混合流体的有效电导率成正比, 与气体的体积分数成反比。由于发电机的空载特性在实验中易于获得, 其可为验证和修正数值模拟方法提供数据支持。因此, 张宇磊等^[24]对空载发电通道的动力学特性进行数值研究, 结果表明, 速度剖面及其波动程度受通道结构的影响明显。易仁义等^[25-26]研究 LMMHD 发电机的空载电压和发电性能的影响因素, 发现高密度、低电导率的液态金属会降低空载电压, 且空载电压与入口速度、磁场强度、通道宽度成正比。

在两相 LMMHD 发电系统中, 两相流场的动力学行为特征直接影响混合流体有效电导率的空间分布, 进而影响发电系统的性能。以往的研究多关注于如何提高发电机的输出功率或发电效率, 对两相流体的相间作用研究较少, 对空载情况也缺乏系统研究。因此, 为更高效地运输液态金属, 提高系统的发电性能, 本文以多入口磁流体发电通道^[20]为研究对象, 采用 VOF 方法追踪气体-液态金属相界面随时间的变化, 通过改变气体的入口速度, 数值研究了通道入口气体-液体积分数对空载发电通道内两相流场的动力学特性、两相流型的三维空间演化过程、相间作用在垂直流向上产生的压差及发电性能的影响。

1 物理数学模型

1.1 物理模型

图 1(a)是多入口磁流体发电通道的几何模型, 包括入口通道($-2 \leq x/a < 0$)、混合区($0 \leq x/a < 2.5$)和发电直通道($2.5 \leq x/a \leq 25$)3 个部分。通道总长度 $27a$, 发电直通道的几何维度为 $22.5a \times 2a \times 2a$ 。其中, 特征长度 $a=0.01$ m 为发电直通道横截面 y 方向边长的一半, 如图 1(b)所示。入口通道 III 由液态金属通过, 速度为 u_1 , 截面尺寸为 $2.4a \times 2a$; 入口通道 I 和 II 均为气体入口通道, 速度分别为 u_{g1} 和 u_{g2} , 截面尺寸均为 $1.2a \times 2a$ 。定义通道入口处气体-液态金属两相流体的体积分数比为 $r=(1-C_1)/C_1$, 两气体入口速

度之比为 $h=u_{g1}/u_{g2}$, C_1 和 $1-C_1$ 分别为液态金属和气体的体积分数。气液两相混合流体沿 x 轴正方向流动, 重力沿 y 轴负方向, 恒定磁场 $B_0=1\text{ T}$ 被施加在

发电直通道的 y 方向上, 与重力方向平行的两电极壁为导电壁, 其余壁面均为绝缘壁, 下标 g 和 l 分别代表气体和液态金属。

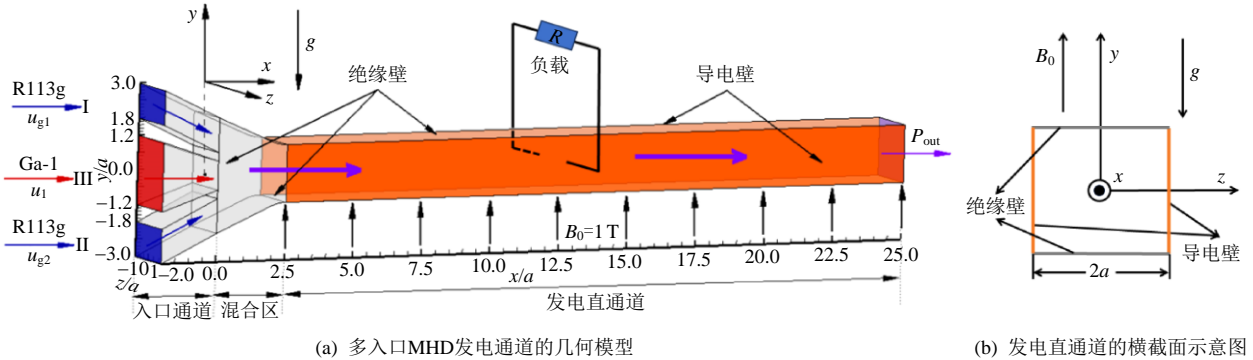


图1 多入口 MHD 发电通道的几何模型及发电直通道的横截面示意图

Fig. 1 Geometric model of the multiple-entrance MHD generator system and the cross section of the generator

1.2 控制方程

为简化计算, 对互不相溶的气液两相流体在多入口 MHD 发电通道内的流动做出以下假设:

1) 气液两相流体均为不可压缩的牛顿流体, 且物性参数不随压力和温度变化; 2) 所有壁面均为绝热壁面; 3) 操作压力为 $101\ 325\text{ Pa}$ 。

1.2.1 流体力学基本控制方程

本文采用 VOF 方法处理互不相溶的气液两相流问题, 并在固定欧拉网格下捕捉相界面随时间的变化。相界面处各相体积分数的连续性方程为

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla C = 0 \quad (1)$$

式中: C 为计算单元内各相流体所占的体积分数, $C_l=1$ 表示网格单元内为液态金属, $C_l=0$ 表示网格单元内为气体, $0 < C_l < 1$ 表示网格单元内存在相界面; t 为时间; \mathbf{u} 为磁场 \mathbf{B} 作用下流体的速度矢量。

等温、不可压缩气-液态金属两相流体的连续方程和动量方程分别表示为:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + \nabla P = \nabla [\mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_s + \mathbf{F}_L \quad (3)$$

式中: P 、 \mathbf{g} 、 \mathbf{F}_s 、 T 、分别为压力、重力加速度、表面张力、温度; $\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 为洛伦兹力, 磁场 \mathbf{B} 和电流密度矢量 \mathbf{J} 由麦克斯韦方程组求得; ρ 、 μ 和 σ 分别是工作流体的密度、动力黏度及电导率, 文中气液两相混合流体的物性由 ψ 表示, 计算单元内混合流体的物性 ψ 由该单元内各相流体的体积分数计

算: $\psi = C_1 \psi_l + (1 - C_1) \psi_g$ 。利用 VOF 模型^[27]中的连续表面张力模型(continuum surface force, CSF), 用散度定理将 \mathbf{F}_s 表示为体积力形式:

$$\mathbf{F}_s = \sigma_s \frac{C_l \rho_l k_g \nabla (1 - C_l) + (1 - C_l) \rho_g k_l \nabla C_l}{(\rho_l + \rho_g) / 2} \quad (4)$$

式中: σ_s 为表面张力系数, 由相界面处两相流体的物性决定; k 为界面曲率, 由体积分数计算得到:

$$k = \nabla \cdot (\nabla C / |\nabla C|) \quad (5)$$

1.2.2 电磁方程

导电流体在磁场中运动时遵守的麦克斯韦方程组为:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (9)$$

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (10)$$

式中: \mathbf{E} 为电场强度矢量; μ_0 为流体的磁导率; 式(10)为广义欧姆定律。

在研究磁场与两相流场的耦合作用时, 电流密度矢量 \mathbf{J} 为求解气-液态金属两相磁流体控制方程的关键。电流密度的求解存在 2 种方法: 诱导磁场法和电势法。诱导磁场法能够较为精确地研究磁场作用下的两相流场, 但无法得到有负载时两相磁流体发电机的发电性能。电势法是基于诱导磁场可以忽略的情况, 在两电极上加电压, 其在研究磁流体发电性能和负载特性中具备优势。

1) 诱导磁场法。

根据欧姆定律和麦克斯韦方程组可以得到磁感应方程:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{u} \quad (11)$$

式中磁场 \mathbf{B} 由外加磁场 \mathbf{B}_0 和流体运动引起的感应磁场 \mathbf{b} 组成, 即 $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$ 。

求解式(11)得到磁场 \mathbf{B} 后, 由式(7)获得电流密度矢量 \mathbf{J} , 并由此得到磁场作用下的两相流场。诱导磁场方程组^[28]的边界条件为 $\mathbf{b} = (b_n, b_1, b_2)^T$ 。式中: b_n 为诱导磁场的法向分量; b_1 和 b_2 分别为诱导磁场的两个切向分量。在绝缘壁上满足 $\mathbf{b} = (b_n, 0, 0)^T$, 在导电壁上满足 $\mathbf{b} = (0, b_1, b_2)^T$ 。

2) 电势法。

电场 \mathbf{E} 可以表示为

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad (12)$$

式中 φ 为电势。

将式(12)代入式(10), 则广义欧姆定律可表示为

$$\mathbf{J} = \sigma(-\nabla \varphi + \mathbf{u} \times \mathbf{B}_0) \quad (13)$$

对式(13)两边进行散度计算, 并结合式(9)得到电势方程:

$$\nabla^2 \varphi = \nabla \cdot (\mathbf{u} \times \mathbf{B}_0) \quad (14)$$

在磁流体动力学(magnetohydrodynamic, MHD)发电通道中, 负载 R 作用时, 采用电势法研究 MHD 发电机的负载特性, 其电势边界条件根据液态金属的周期平均速度 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ 计算空载电势 $U_0 = 2aB_0 \langle \bar{u}_1 \rangle$ 和负载电压 $U_R = KU_0$, 负载系数 $K=0.5$, 并将得到的负载电压施加在发电直通道的两电极壁间, 即分别在正负电极壁上加载电势 $\varphi = \pm U_R/2$, 在绝缘壁上满足 $\partial \varphi / \partial n = (\mathbf{u} \times \mathbf{B}_0)_{\text{wall}} \cdot \mathbf{n}$, \mathbf{n} 为壁面的法向矢量。然后, 由电势法根据式(13)可求出电流密度, 从而计算发电性能。由于气-液态金属两相流体在多入口 MHD 发电通道中具有周期性变化的两相流型^[20], 因此, 定义一个流型周期内发电通道中各个变量 ξ 的周期平均为 $\langle \xi \rangle$:

$$\langle \xi \rangle = \frac{1}{4} \sum_{i=0}^3 \xi_i \quad (15)$$

式中: i 为根据文献[20]定义一个流型周期内的 4 个时刻 t_i ; $i=0$ 时, 从混合区进入发电直通道中的液态金属在重力作用下向底壁下沉, 并将接触底壁; $i=1$ 时, 向发电直通道底壁下沉的液态金属接触底壁于点 A ; $i=2$ 时, 混合区中的液态金属在气体的推动

下呈长圆弧状向顶壁方向拱起; $i=3$ 时, 混合区中呈圆弧状的液态金属被通道 II 中的气体推离底壁并接触顶壁于点 B , 以此选取的 4 个状态点来展示两相流型的空间分布规律。液态金属的流动速度为 $u_1 = \dot{m}_1 / \rho_1 A_1$, u_1 沿发电直通道取平均, 即为某一时刻 t_i 时发电直通道中液态金属的平均速度 \bar{u}_1 。式中 \dot{m}_1 和 A_1 分别为液态金属在不同流向横截面上的质量流量和面积。因此, 根据式(15)计算得到一个流型周期内空载发电通道中液态金属的周期平均速度为 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ 。

1.3 气液两相流相间作用的研究

气-液两相流体相间作用产生的压差与两相流体的流速、密度、总能量和位置势能都有关。根据相间作用的产生机理, 垂直于水平流动方向上的压差主要由两部分组成^[15]:

$$\Delta P_{\text{ud}} = \Delta P_G + \Delta P_b \quad (16)$$

式中: ΔP_{ud} 为垂直于水平流向两相流体产生的压降, 取发电直通道顶壁和底壁之间的压差; ΔP_G 为重力压降, 方向向下; ΔP_b 为两相流体相间相互作用在垂直于流动方向上产生的压差。

由于重力压降与两相流体的密度有关, 且随液态金属的体积分数沿通道长度的变化而变化, 因此, 发电直通道中重力压降的计算式^[29]为

$$\Delta P_G = \int_{2.5a}^{25a} [\rho_g(1-C_1) + \rho_l C_1] g dx \quad (17)$$

定义某一时刻 t_i 时, 发电直通道中垂直于水平流向两相间的平均压差 $\Delta \bar{P}_{\text{ud}}$ 是 ΔP_{ud} 沿流向积分后的平均值; 平均重力压降为 $\Delta \bar{P}_G$; 相间作用在垂直流向上产生的平均压差为 $\Delta \bar{P}_b$ 。在一个流型周期内, 类比式(15)得到发电直通道中垂直于水平流向上的周期平均压降 $\langle \Delta \bar{P}_{\text{ud}} \rangle$ 、周期平均重力压降 $\langle \Delta \bar{P}_G \rangle$ 和相间作用产生的周期平均压差 $\langle \Delta \bar{P}_b \rangle$ 。

1.4 性能指标参数

由于气体和液态金属在多入口 MHD 发电通道中形成了周期性变化的两相流型^[20], 为便于描述两相流场的分布行为及发电性能, 定义以下性能指标参数。

1) 液态金属体积分数的混合不均匀度是衡量气液两相混合均匀性的参数^[30], 定义为

$$\bar{S}_1 = \iiint |C_1 - \bar{C}_1| dV_{\text{mhd}} / V_{\text{mhd}} \bar{C}_1 \quad (18)$$

式中: V_{mhd} 为发电直通道的体积; \bar{C}_1 为发电直通道中液态金属的平均体积分数。根据式(15), 得到一

个流型周期内发电直通道中液态金属的周期平均体积分数及其周期平均混合不均匀度分别为 $\langle \bar{C}_1 \rangle$ 和 $\langle \bar{S}_1 \rangle$ 。

2) 输入功率 W_{in} 是发电系统进出口压降产生的输入功, 是两相混合流体流动的总动能, 经过发电直通道后, 其部分转化为电磁功率。

$$W_{in} = (P_{in} - P_{out})Q \quad (19)$$

式中: P_{in} 为发电系统的入口压力; P_{out} 为其出口压力; Q 为流体的体积流量。

3) 电磁功率 W_e 为发电直通道中产生的电磁能^[31], 包括外负载消耗的负载功率 W_{out} 、内部电阻发热产生的焦耳热 W_r 。若将发电直通道的两导电壁连接外负载, 电流会在发电直通道和外负载中形成闭合回路, 此时电流分量 J_z 将会被外负载消耗。故:

$$W_e = \int_{-a}^a \int_{-a}^a \int_{2.5a}^{25a} B_0 J_z u dx dy dz \quad (20)$$

$$W_r = \int_{-a}^a \int_{-a}^a \int_{2.5a}^{25a} \frac{J^2}{\sigma} dx dy dz \quad (21)$$

4) 输出功率 W_{out} 是研究 LMMHD 发电的关键参数。由于气液两相流体的流动行为沿发电直通道流向并随时空不断发生变化, 使两相流体在发电直通道中的分布是不均匀的, 导致通过两电极壁输出至外负载的电流不均匀且不对称。因此, 为减小计算误差并避免端部效应的影响, 本文从能量结构的角度出发^[26,32], 采用电磁功率与焦耳热的差值计算负载功率, 即为气-液态金属两相磁流体发电通道的输出功率:

$$W_{out} = W_e - W_r \quad (22)$$

5) 基于空载发电直通道, 采用诱导磁场法研究气体对液态金属的输运特性时, 不考虑负载功率, 故电磁效率是电磁功率与输入功率的比值:

$$\eta_e = \frac{W_e}{W_{in}} \quad (23)$$

6) 采用电势法研究发电通道的负载特性时, 发电效率为输出功率与输入功率的比值:

$$\eta = \frac{W_{out}}{W_{in}} \quad (24)$$

根据式(15), 得到一个流型周期内多入口 MHD 发电通道的周期平均输入功率 $\langle W_{in} \rangle$ 、周期平均电磁功率 $\langle W_e \rangle$ 、周期平均电磁效率 $\langle \eta_e \rangle$ 、周期平均输出功率 $\langle W_{out} \rangle$ 和周期平均发电效率 $\langle \eta \rangle$ 。

1.5 边界条件与求解

本文的工作流体分别为液态金属镓(Ga-I)和 R113 气体。不考虑散热及温度变化对气体密度、热导率等的影响, 在操作压力为 0.1 MPa, 流体温度为 573 K 时, 气体和液态金属的物性如表 1 所示。

表 1 工作流体的物性参数(0.1 MPa, 573 K)

Table 1 Physical parameters of the working fluid		
物性	Ga-I	R113g
密度/(kg/m ³)	5904	3.9557
比热容/(J/(kg K))	383.52	842.18
热导率/(W/(m K))	58	0.1784
粘度/(kg/(m s))	1.91×10 ⁻³	1.95×10 ⁻⁵
摩尔质量/(g/mol)	69.723	187.376
电导率/(Ω/m)	4.2×10 ⁶	1×10 ⁻⁷
表面张力系数/(N/m)	0.48	

多入口 MHD 发电通道的入口为速度入口边界条件; 出口为压力出口, 设置为 0 MPa。对于气液两相不可压缩牛顿流体在 MHD 发电通道中的宏观分布特性, 发电系统的所有固体壁均为无滑移连续壁面, 其中发电直通道 z 方向的两个壁面为导电壁, 其他固体壁均为理想绝缘壁, 满足电流密度无穿透的条件, 即 $\mathbf{j}_n=0$, 下标 n 代表壁面法向矢量。

本文基于 Fluent 16.2 的压力基求解器进行瞬态计算, 采用 SIMPLE 算法处理压力-速度的耦合方程, 扩散项采用中心差分格式离散, 对流项采用一阶迎风格式离散。湍流模型选用 Realizable $k-\epsilon$ ^[33], 由于该湍流模型较标准 $k-\epsilon$ 模型有显著改进, 且能够有效模拟二次流以及流动过程中的分离现象。气-液两相流体在多口 MHD 发电通道中相界面的变形采用 VOF 方法进行模拟。麦克斯韦方程组首先通过 MHD 模块中的诱导磁场法进行显示求解, 用于分析两相流场的三维空间分布规律, 并计算空载电势 U_0 和负载系数 $K=0.5$ 时的负载电压 U_R 。然后, 将得到的负载电压施加在发电直通道的两电极壁上并采用电势法隐式求解发电效率。

1.6 数值模拟方法与程序验证

为验证数值方法的可行性, 采用 Hunt-Case I^[34](矩形横截面尺寸为 $2m \times 2n$) 验证 MHD 模块的准确性; 在相同的初始条件下, 采用 VOF 方法计算发电通道($0.2 \text{ m} \times 0.035 \text{ m} \times 0.02 \text{ m}$)^[23,35]的输出功率验证数值计算的有效性。数值模拟结果与图 2 中文献[34]的解析解吻合较好; 根据式(19)–(22), 计算得到发电通道的输出功率与气体体积分数 $1-C_1$ 的关系与文献[23,35]中的一致, 如图 3 所示。数值上

存在的差距是由于 VOF 模型与 Mixture 方法在求解两相流动时本质上存在的差异造成的。

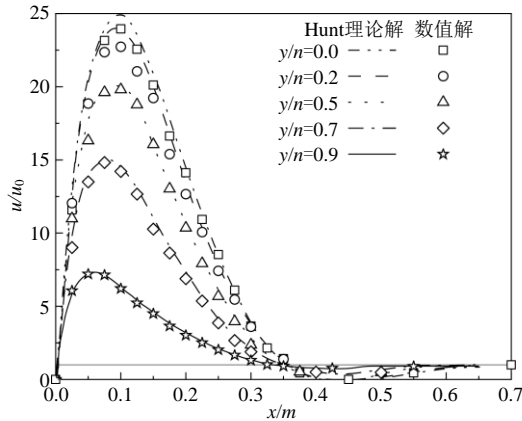


图 2 数值结果与文献[34] Hunt 解比较

Fig. 2 Numerical results compared with the Hunt's solution in the literature

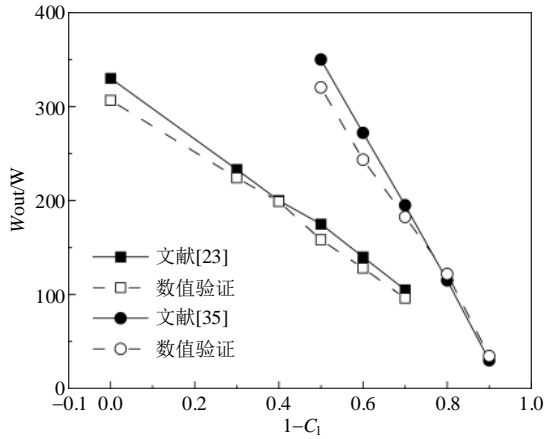


图 3 输出功率与气体体积分数 $1-C_1$ 的关系

Fig. 3 Relationship between W_{out} and $1-C_1$

1.7 网格无关性检验

本文采用非均匀分布的网格划分，分别对哈特曼层和平行层进行网格细化。为避免网格划分对计算结果产生影响，对多入口 MHD 发电通道在 $r=7/3$ 、 $u_1=0.2$ m/s、 $h=0.46$ 及 $B_0=1$ T 时的算例进行网格无关性验证。采用 3 种不同密度的网格划分，计算不同网格数下相同流动结构时， $x/a=2.5$ 横截面上液态金属的速度 u_1 、液态金属的体积分数 C_1 及相对于网格数量 M3 时的相对误差 $\Delta u_1 = |u_{ij} - u_{13}| / u_{13}$ 和 $\Delta C_1 = |C_{ij} - C_{13}| / C_{13}$ ，如表 2 所示。网格数量为 M2 时， $x/a=2.5$ 横截面上的相对误差 Δu_1 和 ΔC_1 都小于 4%。为节省计算时间并保证计算精度，选用 M2 的网格划分结构进行数值模拟计算。

2 结果与讨论

2.1 两相流场特性

对于图 1 所示的多入口 MHD 发电通道，液态

表 2 网格独立性验证

Table 2 Grid independence verification

网格		M1	M2	M3
总数		959 728	1 213 080	1 470 160
最小网格	哈特曼层	1×10^{-4}	8×10^{-5}	7.3×10^{-5}
	平行层	1×10^{-4}	8×10^{-5}	8×10^{-5}
u_1 /(m/s)		0.39	0.31	0.33
$t_0 = \tau_0$	Δu_1	0.21	0.03	—
	C_1	0.30	0.34	0.35
	ΔC_1	0.13	0.04	—
u_1 /(m/s)		0.62	0.56	0.54
$t_2 = \tau_0 + 1/2 \tau$	Δu_1	0.21	0.03	—
	C_1	0.68	0.73	0.73
	ΔC_1	0.061	0.005	—

金属的入口速度为 $u_1=1$ m/s。由于液态金属密度大，黏滞性强，重力沿 y 轴负方向，为避免气体无法推动液态金属而使其跌落至通道 II，阻挡气体的流动， u_{g2} 的取值范围为 $3 \text{ m/s} \leq u_{g2} \leq 5 \text{ m/s}$ ；为防止气液两相流体仅在通道中形成分层流而不能均匀混合，致使气体无法携带液态金属流动， $h=u_{g1}/u_{g2}$ 分别取 0.23、0.46、1 和 1.5。定义数值计算的算例为 $\text{Case}_{u_{g2-h}}$ ，对应得到的两相流型周期为 $\tau_{u_{g2-h}}$ ，如表 3 所示。

表 3 算例设置

Table 3 Calculation cases setting

算例	气体入口速度/(m/s)		h	r
	u_{g1}	u_{g2}		
$\text{Case}_{3-0.23}$	0.69	3	0.23	1.845
$\text{Case}_{3.5-0.23}$	0.81	3.5		2.155
$\text{Case}_{4-0.23}$	0.92	4		2.46
$\text{Case}_{4.5-0.23}$	1.04	4.5		2.77
$\text{Case}_{5-0.23}$	1.15	5		3.075
$\text{Case}_{3-0.46}$	1.38	3	0.46	2.19
$\text{Case}_{3.5-0.46}$	1.61	3.5		2.555
$\text{Case}_{4-0.46}$	1.84	4		2.92
$\text{Case}_{4.5-0.46}$	2.07	4.5		3.285
$\text{Case}_{5-0.46}$	2.3	5		3.65
Case_{3-1}	3	3	1	3
$\text{Case}_{3.5-1}$	3.5	3.5		3.5
Case_{4-1}	4	4		4
$\text{Case}_{4.5-1}$	4.5	4.5		4.5
Case_{5-1}	5	5		5
$\text{Case}_{3-1.5}$	4.5	3	1.5	3.75
$\text{Case}_{3.5-1.5}$	5.25	3.5		4.375
$\text{Case}_{4-1.5}$	6	4		5
$\text{Case}_{4.5-1.5}$	6.75	4.5		5.625
$\text{Case}_{5-1.5}$	7.5	5		6.25

在一个流型周期中,发电直通道中液态金属的周期平均体积分数 $\langle \bar{C}_1 \rangle$ 、相间作用在垂直流向上产生的周期平均压差 $\langle \Delta \bar{P}_b \rangle$ 、液态金属的周期平均速度 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ 及其周期平均混合不均匀度 $\langle \bar{S}_1 \rangle$ 与气-液态金属两相流体体积分数比 r 之间的关系如图4所示。图中, $\langle \bar{C}_1 \rangle$ 、 $\langle \Delta \bar{P}_b \rangle$ 及 $\langle \bar{S}_1 \rangle$ 与 r 呈幂函数, $\langle \bar{u}_1 \rangle$ 与 r 呈多项式函数,拟合曲线可用于揭示气体-液态金属两相流体在磁场作用下的两相流场特性与气-液体积分数比的关系。随着 r 的增大, $\langle \bar{C}_1 \rangle$ 和 $\langle \Delta \bar{P}_b \rangle$ 逐渐减小,且两曲线的整体趋势相同,如图4(a)所示; $\langle \bar{S}_1 \rangle$ 逐渐增大, $\langle \bar{u}_1 \rangle$ 趋于增加,如图4(b)所示。这是因为在磁场的作用下,虽然液态金属受到洛伦兹力的阻碍作用,但随着 r

的增加,进入发电直通道中的液态金属逐渐减少,分散流动的液态金属更容易被气体携带而增加其流动速度,但同时会使两相间的接触面积减少,两相混合的均匀性变差,相间作用产生的压差 $\langle \Delta \bar{P}_b \rangle$ 减小。 $\langle \Delta \bar{P}_b \rangle$ 的波动与气液两相的空间分布有关,其随气体入口速度的增大而减小,这一趋势与文献[14]的结果吻合。在多入口MHD发电通道中,随着通道入口气体体积分数的增加,进入发电直通道中的液态金属减少而更有利于气体对其携带和输运,但同时会降低混合流体的有效电导率,减少两相流体的接触面积,致使相间作用在垂直流向上产生的压差减小,两相混合的均匀性变差,不利于输出功率。

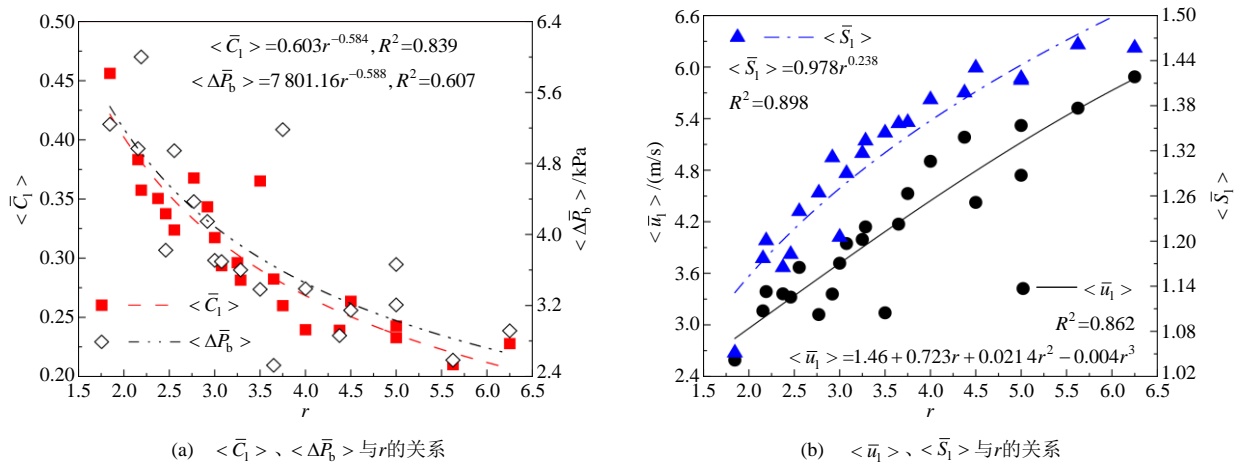


图4 $\langle \bar{C}_1 \rangle$ 、 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ 、 $\langle \bar{S}_1 \rangle$ 及 $\langle \Delta \bar{P}_b \rangle$ 与 r 的关系
 Fig. 4 Relationship between $\langle \bar{C}_1 \rangle$, $\langle \bar{u}_1 \rangle$, $\langle \bar{S}_1 \rangle$ and $\langle \Delta \bar{P}_b \rangle$ with r

2.2 电磁特性

图5是在一个流型周期内,空载多入口MHD发电通道的周期平均输入功率 $\langle W_{in} \rangle$,发电直通道的周期平均电磁功率 $\langle W_e \rangle$ 和周期平均电磁效率 $\langle \eta_e \rangle$ 与气-液两相体积分数比 r 的关系。由式(19)、(20)和(23)可知,输入功率取决于两相流体的体积流量 Q 和通道进出口的压降;电磁功率由发电直通道中液态金属的速度和电流密度决定,而电流密度由式(10)中两相流体的混合电导率和液态金属的速度求得,即发电直通道中液态金属的平均体积分数和流动速度决定了电磁功率。基于MHD效应,运动的液态金属与磁场相互作用产生了阻碍液态金属流动的洛伦兹力,使通道中的压降增大;气体不受磁场的直接作用,但其分布状态因与液态金属的相互作用而与相界面的波动耦合,进而影响压力的分布。在图5中, $\langle W_{in} \rangle$ 、 $\langle W_e \rangle$ 及 $\langle \eta_e \rangle$ 均与 r 呈

多项式函数。随着 r 的增加, Q 逐渐增大,流动阻力也会增大,虽然 $\langle \bar{C}_1 \rangle$ 的减少会使洛伦兹力的阻碍作用减弱,但整体上 $\langle W_{in} \rangle$ 随 r 的增加有较大的增幅,且随 r 的增大而波动性地增加。结合图4可知,随 r 的增加, $\langle \bar{u}_1 \rangle$ 虽然波动性地增长,但其波动范围不大; $\langle \bar{C}_1 \rangle$ 指数性地逐渐减小,故 $\langle W_e \rangle$ 整体上近似线性地增长。因此,根据式(23)可知, $\langle \eta_e \rangle$ 随 r 的增加而减小,并与 $\langle W_{in} \rangle$ 曲线的变化趋势相反。此外,由图4、5可知,气体入口速度通过影响两相流体在发电直通道中的分布来影响两相流场、压降、流型、相间作用及混合电导率的空间分布,从而间接决定电磁性能。通道入口处气-液两相的体积分数比为 $r=3.075$ 时,多入口磁流体发电通道的周期平均电磁效率 $\langle \eta_e \rangle$ 有最大值83.8%,此时 $u_{g2}=5$ m/s, $h=0.23$, $\langle \bar{C}_1 \rangle=0.3238$, $\langle \bar{u}_1 \rangle=3.6684$ m/s。

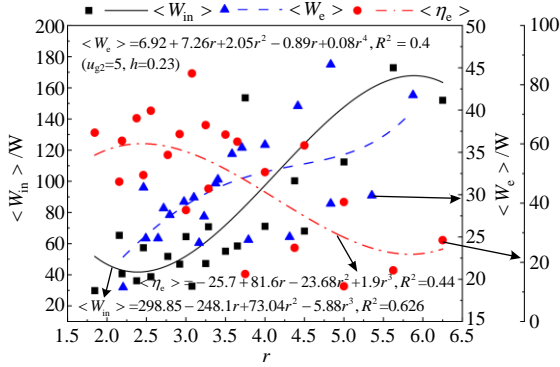


图 5 $\langle W_{in} \rangle$ 、 $\langle W_e \rangle$ 及 $\langle \eta_e \rangle$ 与 r 的关系

Fig. 5 Relationship between $\langle W_{in} \rangle$, $\langle W_e \rangle$, $\langle \eta_e \rangle$ with r

2.3 两相流型 ($u_{g2}=5 \text{ m/s}, h=0.23$)

图 6 为 $r=3.075$ 时气-液两相流体在 Case_{5-0.23} 通道中的周期性分布，图 7 为液态金属的速度 u_1 和压力 P 沿流向的周期性分布。 $t_0=\tau_0$ 时，从通道 III 进入混合区的液态金属由于重力向 y 轴负方向下沉，液态金属即将接触发电直通道的底壁，如图 6(a) 所示，定义 $\tau_0=0.1597 \text{ s}$ 是流型的初始时刻。由于 MHD 效应和重力，进入发电直通通道中的液态金属在 $x/a=9$ 处堆积而阻挡气体的流动，使两相分层流中底壁附近的气体受到顶部液态金属的挤压，造成压力 P 在 $x/a=8$ 处突升为 9371.96 Pa ；分散流动的液态金属由气体携带而在 $x/a=12.5$ 处达到峰值 $u_{1\text{max}}=5.19 \text{ m/s}$ ，如图 7(a) 所示，之后压力突降为出口压力，呈气液两相条带状流，如图 6(a) 所示。 $t_1=\tau_0+1/4\tau_{5-0.23}$ 时，下沉的液态金属接触底壁点 A 于 $x/a=4$ 处，阻挡了通道 II 中气体的流动并压缩气体，直至其压力能够平衡通道 I 中气体的压力和液态金属的重力，导致 P 和 u_1 均在 $x/a=4$ 处略有突增；发电直通通道中的液态金属在 $4<x/a<13.5$ 范围内包裹气体形成弹状流，如图 6(b) 所示，并在 $x/a=14$ 处有 $u_{1\text{max}}=5.44 \text{ m/s}$ ，如图 7(b) 所示。 $t_2=\tau_0+2/4\tau_{5-0.23}$ 时，混合区中的液态金属在气体的推动下呈长圆弧状向顶壁方向拱起，弹状流移动至 $5<x/a<15.5$ 范围内，如图 6(c) 所示， P 在该范围内逐渐减小且基本无波动；液态金属受到气体的挤压，使 u_1 分别在 $x/a=5$ 和 $x/a=16.5$ 处略有突增，如图 7(c) 所示。至 $t_3=\tau_0+3/4\tau_{5-0.23}$ 时，混合区中的液态金属被通道 II 中的气体推离底壁，形成光滑的拱形弧并接触顶壁于点 B ($x/a=2.5$)，如图 6(d) 所示，气液两相在 $2.5<x/a<6.5$ 和 $7.5<x/a<17.5$ 范围内形成连续的弹状流， P 在发电直通通道中的分布如图 7(d) 所示，与其在图 7(c) 中的相同；在气体的挤

压和夹带下， u_1 在 $x/a=7$ 处突增，并在 $x/a=18.5$ 处达到峰值 $u_{1\text{max}}=5.16 \text{ m/s}$ ，如图 7(d) 所示。随后，进入混合区中的液态金属再次向负 y 轴下沉，恢复至 $t_0=\tau_0$ 时的初始流型结构，两相流场进入下一个演化周期。由于 $u_{g2}\approx 4.35u_{g1}(h=0.23)$ ，发电直通通道中的液态金属在气体的推动下更多地沿顶壁流动，并由重力向底壁跌落，在跌落的过程中随气体携带呈滴状和条带状流分布在发电直通道的后端，如图 6(b)、(c) 所示， u_1 随相界面的不均匀分布而波动。气-液两相流体在空载多入口 MHD 发电通道中以入口气-液-气分层流逐渐过渡为弹状流、滴状流和条带状流，压力沿流向逐渐减小，液态金属的流动速度在气体挤压区和条带状流动区突增。

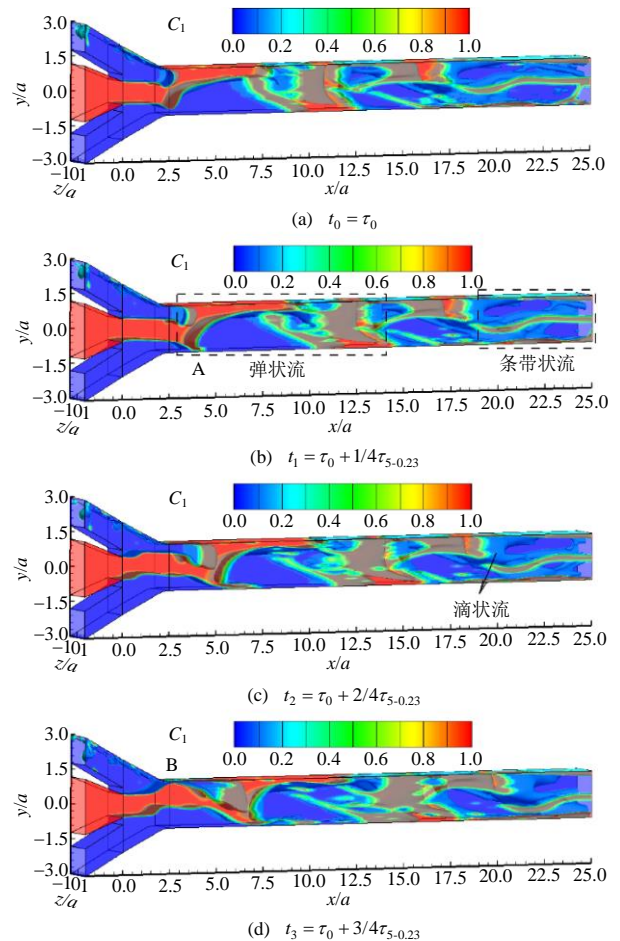


图 6 液态金属在 Case_{5-0.23} 空载通道中的分布

Fig. 6 Distribution of liquid metal on the unloaded multiple-entrance MHD generator of Case_{5-0.23}

图 8 为 $t_1=\tau_0+1/4\tau_{5-0.23}$ 时液态金属的体积分数 C_1 、混合不均匀度 S_1 和相间作用在垂直流向上产生的压差 ΔP_b 沿空载发电直通道的分布，其中， S_1 由不同横截面上液态金属的体积分数和截面面积类比式(18)得到。在图 8 中， ΔP_b 的变化趋势与 C_1 几

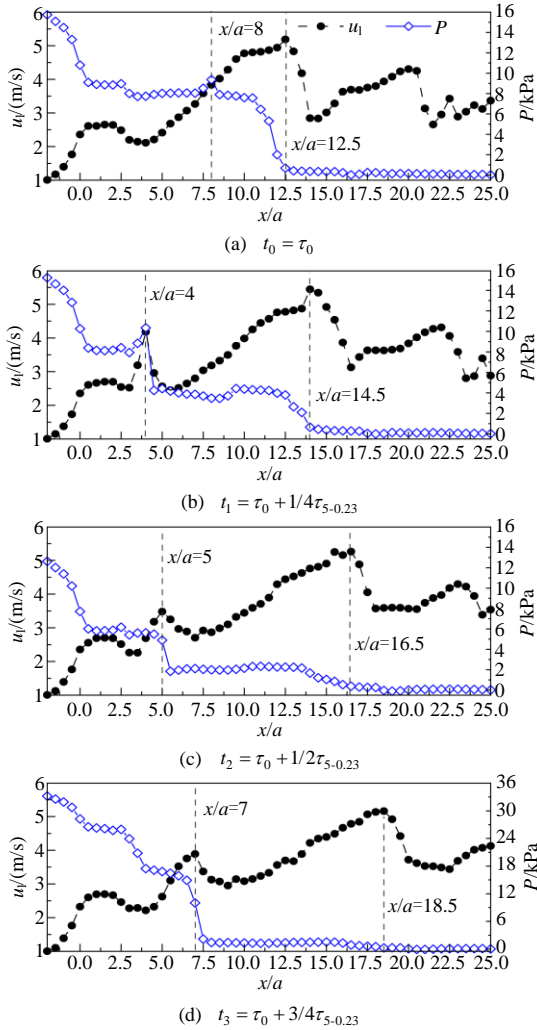


图7 空载发电直通道中 u_1 和压力 P 随时间的周期性变化

Fig. 7 Periodic variation of u_1 and pressure along the unloaded generator with time

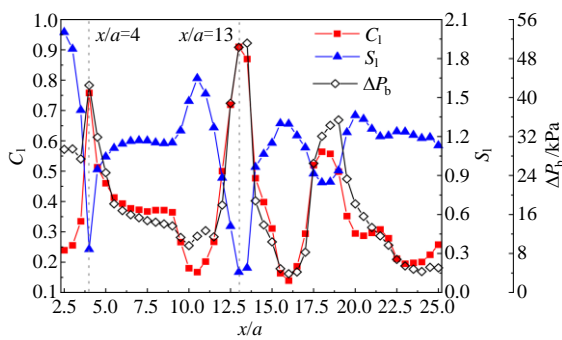
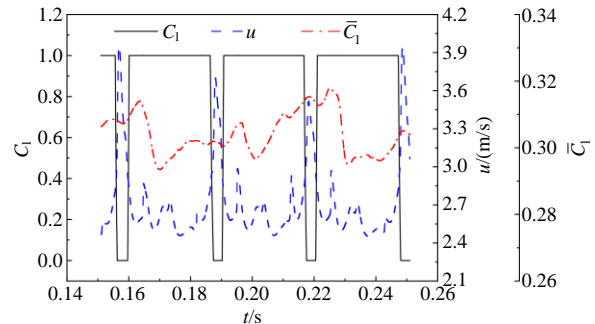


图8 C_1 、 S_1 及 ΔP_b 沿空载发电直通道的分布 ($t_1 = \tau_0 + 1/4 \tau_{5-0.23}$)

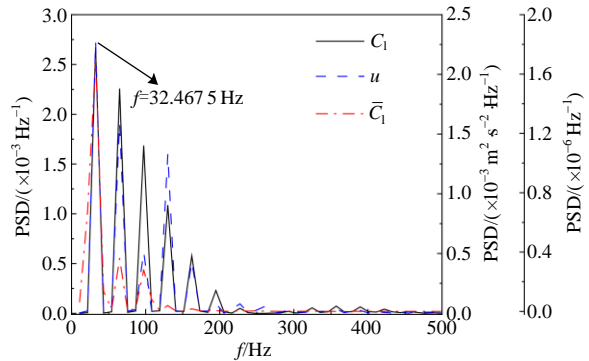
Fig. 8 Distribution of C_b , S_1 and ΔP_b along the unloaded generator ($t_1 = \tau_0 + 1/4 \tau_{5-0.23}$)

乎一致，与 S_1 相反，这与 $\langle \bar{C}_1 \rangle$ 、 $\langle \bar{S}_1 \rangle$ 及 $\langle \Delta \bar{P}_b \rangle$ 在图4中的关系相同，表明分散在发电通道中的液态金属越少，两相接触面积越小，两相混合的均匀性越差，相间作用越小。证明式(16)适用于多种流型结构^[13]，且相间作用在垂直到向上产生的压差与液态金属体积分数的变化趋势相同。

为验证两相流型的周期性，分别对监测点 $P_1(2.5a, 0, 0)$ 处液态金属的体积分数 C_1 、流向速度 u 以及发电直通道中液态金属的平均体积分数 \bar{C}_1 进行监测，如图9(a)所示，并对得到的数据进行快速傅里叶变换获得图9(b)所示的功率谱密度图(power spectral density, PSD)。在图9(a)中， u 在 $C_1=0$ 时达到峰值，在 $C_1=1$ 时的波动出现振荡。结合图6可知，气体和液态金属在点 P_1 处交替出现； $C_1=0$ 时，气体占据 P_1 ，液态金属向顶壁拱起时挤压该处，使 P_1 处于高速气体区中，气体流向速度达到最大值； $C_1=1$ 时， P_1 处为液态金属，由于液态金属密度大，其随气体携带而波荡式流动，导致液态金属的流向速度随交界面的波动而呈振荡分布。同时，发电直通道中两相流型的空间分布随两相流体间的相互作用而发生变化，造成液态金属的平均体积分数 \bar{C}_1 产生周期性波动。在图9(b)中， u 、 C_1 和 \bar{C}_1 具有相同的振荡频率，且峰值频率为 $f_{5-0.23} = 32.4675 \text{ Hz}$ ，空载时的流型周期为 $\tau_{5-0.23} = 0.0308 \text{ s}$ ，证实了气-液两相流型在通道中形成周期性的演化行为。



(a) 监测点 P_1 处 C_1 、 u 及空载时 \bar{C}_1 随时间的变化



(b) 频谱分析

图9 监测点 P_1 处液态金属的体积分数 C_1 、流向速度 u 及空载时 \bar{C}_1 随时间的变化及其对应的频谱分析

Fig. 9 Time histories of the volume fraction C_b , flow velocity u at monitoring point P_1 , \bar{C}_1 in the unloaded generator and their PSDs

2.4 发电性能

多入口 MHD 发电通道入口处气-液态金属两

相流体的体积分数比为 3.075 ($u_{g2}=5 \text{ m/s}$, $h=0.23$) 时, 一个流型周期内空载发电直通道的周期平均电磁效率达到最大值, 将此时得到的负载电压施加在发电直通道的两电极壁间, 并采用电势法计算负载系数 $K=0.5$ 时的发电性能。施加负载后, 气-液态金属两相流体仍然形成周期性的波动。在重力和气体的携带作用下, 混合区与发电直通道连接处的液态金属连续不断地接触底壁和顶壁, 气-液相界面在该处的变形及其形成原因与图 6 类似, 但气液两相流体在发电直通道后端的分布与空载时相差较大。图 10 是液态金属接触发电直通道底壁点 A 时 ($x/a=4.5$, $t_1=\tau_0+1/4\tau_{5-0.23}$) 气液两相流体在多入口 MHD 发电通道中的分布, 此时, 液态金属在 $4.5 < x/a < 12.5$ 范围内包裹气体形成弹状流; 之后, 液态金属在重力和洛伦兹力的共同作用下沿底壁和侧壁流动, 气体在通道的中上部形成通路, 导致两相流体以不断变化的类环状流通过发电直通道的后端。 $K=0.5$ 时, 结合式(13)可知, 发电直通道中液态金属受到的洛伦兹力比与空载时大, 使液态金属的流动速度减缓, 但气体不受洛伦兹力的影响, 并沿发电直通道流向形成连续变化的气体通路, 使发电直通道后端的两相流型与空载时不同。

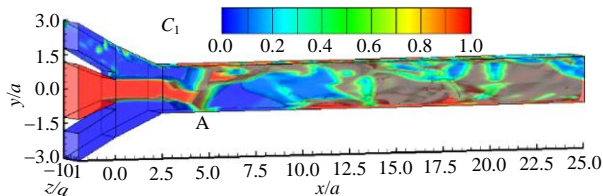


图 10 液态金属在多入口磁流体发电通道中的分布 ($t_1=\tau_0+1/4\tau_{5-0.23}$, $K=0.5$, Case_{5-0.23})

Fig. 10 Distribution of liquid metal on the multiple-entrance MHD generator ($t_1=\tau_0+1/4\tau_{5-0.23}$, $K=0.5$, Case_{5-0.23})

图 11 是 $t_1=\tau_0+1/4\tau_{5-0.23}$ 时, 液态金属的体积分数 C_1 和其速度 u_1 沿发电直通道的分布, 以及不同流向横截面上 C_1 和电流流线的分布。在图 11 中, C_1 和 u_1 两曲线的变化趋势相似, 均随相界面的波动而变化。气液两相流体在 $x/a=4.5$ (A 点) 处的横截面上呈“工”字形分布, 气体经过两侧壁附近的气体通路, 并在该处有 $C_1=0.513$ 和 $u_1=3.51 \text{ m/s}$ 。在 $x/a=13$ 处, C_1 有最值 $C_{1\max}=0.63$, 气体从该横截面的中下部通过, 气液两相呈非对称的类环状流。在 $x/a=18$ 处, u_1 达到峰值 $u_{1\max}=3.98 \text{ m/s}$, 此时液态金属堆积在该横截面的底部, 气体从其非均匀相界面的上部通过。 C_1 和电流流线在 $x/a=4.5, 13$ 和 18 横截面上

的分布证实了气液两相沿发电直通道流向形成了不断变化的类环状流, 且电流流线在液态金属内均匀分布, 当其通过气-液交界面时方向发生变化, 并沿液态金属连接两电极壁而绕开气体区。这是因为液态金属的电阻率远小于气体, 而电流流线主要沿液态金属连接电极壁和负载而形成闭合回路, 这与文献[21]的研究结果一致。 $t_1=\tau_0+1/4\tau_{5-0.23}$ 时 ($K=0.5$), 发电直通道中液态金属的平均体积分数及其平均速度分别为 $\bar{C}_1=0.3536$, $\bar{u}_1=3.23 \text{ m/s}$, 此时, 发电效率 $\eta_e=38.33\%$ 。在一个流型周期内, 周期平均发电效率为 $\langle \eta \rangle = 43.81\%$, 周期平均输出功率为 $\langle W_{\text{out}} \rangle = 208.14 \text{ W}$, 发电直通道中液态金属的周期平均体积分数为 $\langle \bar{C}_1 \rangle = 0.356$, 液态金属的周期平均速度为 $\langle \bar{u}_1 \rangle = 3.27 \text{ m/s}$, 液态金属的周期平均速度比空载时降低 10.87%。

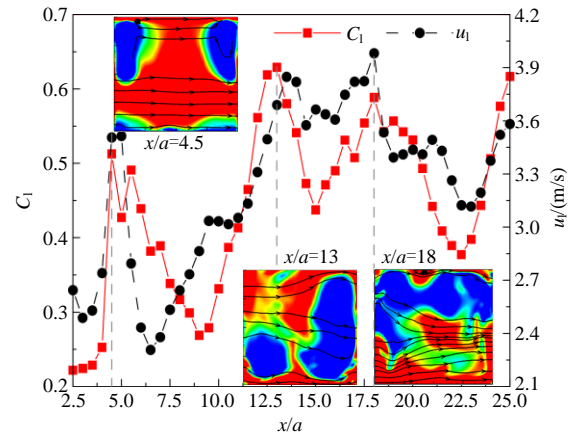


图 11 液态金属的体积分数 C_1 及其速度 u_1 沿发电直通道的分布, 以及 C_1 与电流流线在 $x/a=4.5, 13$ 和 18 流向横截面上的分布 ($t_1=\tau_0+1/4\tau_{5-0.23}$, $K=0.5$, Case_{5-0.23})

Fig. 11 Distribution of liquid metal volume fraction C_1 and its velocity u_1 , along the generator, and the distribution of C_1 with the current streamlines on the cross sections of $x/a=4.5, 13$ and 18 ($t_1=\tau_0+1/4\tau_{5-0.23}$, $K=0.5$, Case_{5-0.23})

为验证 $K=0.5$ 时气-液态金属两相流体在发电通道中三维演化行为的周期性, 对监测点 $P_1(2.5a, 0, 0)$ 处液态金属的体积分数 C_1 、流向流速 u 以及发电直通道中液态金属的平均体积分数 \bar{C}_1 进行监测, 如图 12(a) 所示, 并对得到的数据进行快速傅里叶变换得到如图 12(b) 所示的功率谱密度图。结合图 10 可知, 加入负载后气体和液态金属仍然交替占据 P_1 点, 两相流体在发电直通道中形成周期性的两相流场结构, 使两相流体的空间分布形态、各相速度随时间呈周期性波动。 C_1 与 u 在图 12(a) 中的分布与其在图 9(a) 中的分布和形成原因相同,

但加入负载后,发电直通通道中液态金属的堆积现象加剧,使 \bar{C}_1 在图12(a)中的值比其在图9(a)中大。在图12(b)中, C_1 、 u 和 \bar{C}_1 仍然具有相同的振荡频率,峰值频率为 $f_{5-0.23}=53.42\text{ Hz}$,两相流型周期为 $\tau_{5-0.23}=0.0187\text{ s}$ 。 $K=0.5$ 时,发电直通通道中流动的液态金属受到的洛伦兹力比空载时大,导致液态金属的流动速度较空载时低,周期较空载时缩短,但不影响两相流型的周期性演化行为。

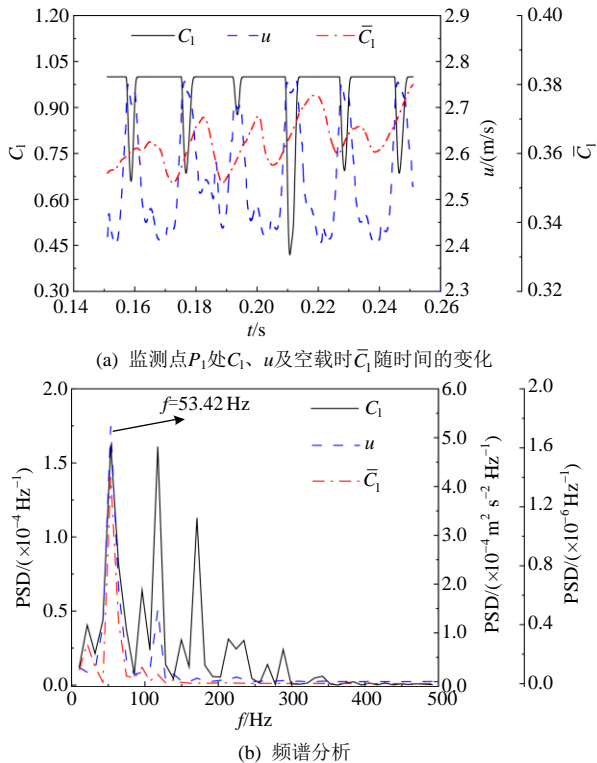


图12 监测点 P_1 处液态金属的体积分数 C_1 和流向速度 u 以及 \bar{C}_1 随时间的变化以及对应的频谱分析

Fig. 12 Time histories of the volume fraction C_1 , flow velocity u at monitoring point P_1 , \bar{C}_1 in the generator and their PSDs

3 结论

本文采用VOF方法捕捉相界面,通过改变多入口磁流体发电通道的气体入口速度,数值模拟了气体-液态金属两相体积分数比对发电直通通道内的两相流场特征、电磁特性以及发电性能的影响。得出以下结论:

1) 当液态金属入口速度一定时,随着通道入口气-液态金属两相体积分数比的增加,发电直通通道中液态金属的平均体积分数和相间作用在垂直向上产生的压差均减小,液态金属的周期平均速度增大,两相混合的均匀性变差;

2) 在 $u_{g2}=5\text{ m/s}$, $h=0.23$ 的入口条件下,多入

口磁流体发电通道内的两相流型由入口的气-液-气分层流依次转变为弹状流、滴状流和条带状流,流型演化周期为 0.0308 s ;重力和气体体积分数决定了两相流体的流动结构,进而影响相间作用的分布,使相间作用在垂直向上产生的压差与液态金属的体积分数呈正相关。

3) 气体体积分数通过改变两相流型和各相速度的分布而影响输入功率和电磁效率。通道入口处气体-液态金属两相流体的体积分数比为 3.075 时,一个流型周期内空载发电直通通道的周期平均电磁效率最高,达到 83.8% ;此时加入负载后($K=0.5$),发电直通通道中液态金属的流动速度减缓,气液两相流体主要呈不断变化的类环状流,两相流型的演化周期较空载时缩短,多入口MHD发电通道的周期平均发电效率为 43.81% 。

参考文献

- [1] 黄护林,李林永,李来,等. 等离子体磁流体发电研究进展[J]. 深空探测学报, 2018, 5(4): 331-346.
HUANG Hulin, LI Linyong, LI Lai, et al. Research progress of plasma magnetic fluid power generation[J]. Journal of Deep Space Exploration, 2018, 5(4): 331-346 (in Chinese)
- [2] 王军,鹿鹏,黄护林. 垂直上升通道内气泡-液态金属MHD流动与传热的数值研究[J]. 中国电机工程学报, 2024, 44(3): 1058-1069.
WANG Jun, LU Peng, HUANG Hulin, et al. Numerical investigation on MHD flow and heat transfer of bubble-liquid metal in a vertical upward channel[J]. Proceedings of the CSEE, 2024, 44(3): 1058-1069 (in Chinese).
- [3] CHENG Kunlin, WANG Yilin, XU Jing, et al. A novel liquid metal MHD enhanced closed-Brayton-cycle power generation system for hypersonic vehicles: thermodynamic analysis and performance evaluation with finite cold source[J]. Energy Conversion and Management, 2022, 268: 116068.
- [4] ZHU Shunmin, YU Guoyao, JIANG Chao, et al. A novel thermoacoustically-driven liquid metal magnetohydrodynamic generator for future space power applications[J]. Energy Conversion and Management, 2022, 258: 115503.
- [5] PETRICK M, LEE K Y. Performance characteristics of a liquid metal MHD generator[J]. Direct Energy Conversion, United States: Argonne National Lab, 1964, 16.
- [6] 金晴龙,夏少军,王超. 预热型S-CO₂布雷顿循环焓效率分析与优化[J]. 中国电机工程学报, 2023, 43(3): 1072-1083.

- JIN Qinglong, XIA Shaojun, WANG Chao. Exergy efficiency analyses and optimization of preheated S-CO₂ brayton cycle[J]. Proceedings of the CSEE, 2023, 43(3): 1072-1083 (in Chinese).
- [7] 汪安明, 赵文学, 冉颢, 等. 烟气余热利用场景的非共沸混合工质有机朗肯循环发电系统性能分析[J]. 中国电机工程学报, 2023, 43(6): 2153-2161.
WANG Anming, ZHAO Wenxue, RAN Hao, et al. Performance analyses of the organic rankine cycle with zeotropic mixtures in gas waste heat recovery[J]. Proceedings of the CSEE, 2023, 43(6): 2153-2161 (in Chinese).
- [8] WU Qiao, SCHUBRING D L, SIENICKI J J. Feasibility analysis of two-phase MHD energy conversion for liquid metal cooled reactors[J]. Nuclear Engineering and Design, 2007, 237(20-21): 2114-2119.
- [9] KAPOORIA R K. Possible developments in energy conversion using liquid metal magnetohydrodynamics[J]. Journal of Energy in Southern Africa, 2009, 20(2): 17-25.
- [10] CHEN I Y, TSENG C Y, LIN Y T, et al. Two-phase flow pressure change subject to sudden contraction in small rectangular channels[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2009, 35(3): 297-306.
- [11] WALSH E, MUZYCHKA Y, WALSH P, et al. Pressure drop in two phase slug/bubble flows in mini scale capillaries[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2009, 35(10): 879-884.
- [12] FANG Lide, ZHANG Tao, XU Ying. Venturi wet gas flow modeling based on homogeneous and separated flow theory[J]. Mathematical Problems in Engineering, 2008, 2008: 807287.
- [13] FANG Lide, LIU Ran, XIANG Xiuming, et al. Study on entrainment force between phases perpendicular to horizontal flow direction in gas-liquid two-phase flow[J]. Applied Mechanics and Materials, 2012, 241-244: 1324-1327.
- [14] 刘然. 垂直于水平流向的气液两相流相间作用力特性研究[D]. 保定: 河北大学, 2013.
LIU Ran. Study on interphase force perpendicular to horizontal flow direction in gas-liquid two-phase flow[D]. Baoding: Hebei University, 2013 (in Chinese).
- [15] 何青. 管内气液两相流相间作用力特性仿真研究[D]. 保定: 河北大学, 2014.
HE Qing. Gas liquid two phase flow and force characteristics simulation research[D]. Baoding: Hebei University, 2014(in Chinese).
- [16] PESKIN C S. Flow patterns around heart valves: a numerical method[J]. Journal of Computational Physics, 1972, 10(2): 252-271.
- [17] TANATUGU N, FUJII-E Y, SUITA T. Electrical conductivity of liquid metal two-phase mixture in bubbly and slug flow regime[J]. Journal of Nuclear Science and Technology, 1972, 9(12): 753-755.
- [18] SERIZAWA A, IDA T, TAKAHASHI O, et al. MHD effect on NaK-nitrogen two-phase flow and heat transfer in a vertical round tube[J]. International Journal of Multiphase Flow, 1990, 16(5): 761-788.
- [19] 王彦利, 黄护林, 方日亮. 磁场作用下气液两相混合流动的数值研究[J]. 工程热物理学报, 2021, 42(9): 2367-2377.
WANG Yanli, HUANG Hulin, FANG Riliang. Numerical simulation of gas-liquid metal two-phase mixing flow under magnetic field[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2021, 42(9): 2367-2377 (in Chinese).
- [20] WANG Yanli, HUANG Hulin, LU Peng, et al. Numerical investigation of gas-liquid metal two-phase flow in a multiple-entrance magnetohydrodynamic generator[J]. Industrial & Engineering Chemistry Research, 2022, 61(14): 4980-4995.
- [21] 刘中天, 黄护林, 王彦利, 等. 液态金属磁流体发电系统气液两相混合器设计与数值模拟[J]. 机械工程学报, 2023, 59(18): 327-336.
LIU Zhongtian, HUANG Hulin, WANG Yanli, et al. Design and numerical simulation of gas-liquid two-phase mixer for liquid metal magnetohydrodynamic power generation system[J]. Journal of Mechanical Engineering, 2023, 59(18): 327-336 (in Chinese).
- [22] LU Peng, FANG Riliang, YE Qihang, et al. Numerical research on the flow fields in the power generation channel of a liquid metal magnetohydrodynamic system [J]. ACS Omega, 2020, 5(48): 31164-31170.
- [23] 曹嘉彬, 黄护林, 朱桂平, 等. 两相流磁流体发电机的性能研究[J]. 机械工程学报, 2018, 54(8): 185-191.
CAO Jiabin, HUANG Hulin, ZHU Guiping, et al. The performance investigation of magnetohydrodynamic generator with two phase flow[J]. Journal of Mechanical Engineering, 2018, 54(8): 185-191 (in Chinese).
- [24] 张宇磊, 王勇, 谢玉东, 等. 新型液态金属磁流体发电电动力学特性数值模拟[J]. 山东大学学报(工学版), 2019, 49(1): 101-106.
ZHANG Yulei, WANG Yong, XIE Yudong, et al. Numerical simulation on kinetics characteristics of liquid metal MHD generator[J]. Journal of Shandong University (Engineering Science), 2019, 49(1): 101-106 (in Chinese).
- [25] 易仁义, 王勇, 谢玉东, 等. 液态金属磁流体发电机空载电压[J]. 浙江大学学报(工学版), 2020, 54(10): 1964-1970.
YI Renyi, WANG Yong, XIE Yudong, et al. No-load

- voltage of liquid metal magnetohydrodynamic power generator[J]. *Journal of Zhejiang University (Engineering Science)*, 2020, 54(10): 1964-1970 (in Chinese).
- [26] 易仁义, 王勇, 谢玉东. 液态金属磁流体发电机性能分析[J]. *山东大学学报(工学版)*, 2021, 51(6): 34-40.
YI Renyi, WANG Yong, XIE Yudong. Performance analysis of liquid metal magnetohydrodynamics power generator[J]. *Journal of Shandong University (Engineering Science)*, 2021, 51(6): 34-40 (in Chinese).
- [27] BRACKBILL J U, KOTHE D B, ZEMACH C. A continuum method for modeling surface tension[J]. *Journal of Computational Physics*, 1992, 100(2): 335-354.
- [28] 张宇磊. 液态金属磁流体发电性能数值模拟研究[D]. 济南: 山东大学, 2019.
ZHANG Yulei. Numerical simulation research on performance of a liquid metal magnetohydrodynamics generator[D]. Ji'nan: Shandong University, 2019 (in Chinese).
- [29] 阎昌琪. 气液两相流[M]. 2版. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学出版社, 2010.
YAN Changqi. Gas-liquid two-phase flow[M]. 2nd ed. Harbin: Harbin Engineering University Press, 2009 (in Chinese).
- [30] 黎亚洲, 廖晓炜, 刘峰, 等. 燃料/空气文丘里混合器的研究综述[J]. *中国特种设备安全*, 2018, 34(3): 82-88.
LI Yazhou, LIAO Xiaowei, LIU Feng, et al. Overview and development trend of fuel-air venturi mixer[J]. *China Special Equipment Safety*, 2018, 34(3): 82-88 (in Chinese).
- [31] HUANG Ziyang, LIU Yajun, CHEN Y Q, et al. Energy structure of MHD flow coupling with outer resistance circuit[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2015, 387: 186-201.
- [32] TEIMOURI H, BEHZADMEHR A. Numerical investigation of a thermosyphon MHD electrical power generator[J]. *Energy Conversion and Management*, 2019, 187: 378-397.
- [33] 张静, 王胜昌, 田志国, 等. 周向多入口凹壁面切向射流流动特性分析[J]. *过程工程学报*, 2022, 22(8): 1030-1039.
ZHANG Jing, WANG Shengchang, TIAN Zhiguo, et al. Analysis of flow characteristics of concave-wall jet in vertical cylinder with circumferential multi-inlets[J]. *The Chinese Journal of Process Engineering*, 2022, 22(8): 1030-1039 (in Chinese).
- [34] HUNT J C R. Magnetohydrodynamic flow in rectangular ducts[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1965, 21(4): 577-590.
- [35] 方日亮, 黄护林, 李来, 等. 高温有机工质两相流磁流体发电的性能研究[J]. *工程热物理学报*, 2020, 41(12): 3046-3052.
FANG Riliang, HUANG Hulin, LI Lai, et al. Performance investigation on the two-phase flow MHDG with high-temperature organic fluid[J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2020, 41(12): 3046-3052 (in Chinese).



王彦利

在线出版日期: 2024-09-12.

收稿日期: 2024-01-30.

作者简介:

王彦利(1992), 女, 博士研究生, 研究方向为气体-液态金属两相磁流体流动, wyanli@nuaa.edu.cn;

*通信作者: 黄护林(1968), 男, 博士, 教授, 研究方向为磁流体动力学, hlhuang@nuaa.edu.cn;

王少政(1995), 男, 博士研究生, 研究方向为两相磁流体发电, wangsz212@163.com;

鹿鹏(1981), 男, 博士, 副教授, 研究方向为多相流动与传热, plu@nuaa.edu.cn.

(编辑 张文鑫, 张蕾)