

脉冲大电流直线驱动装置电-磁-热-结构 多场耦合的局域建模方法*

孙建¹⁾²⁾ 王秋良^{1)2)†} 程军胜^{1)2)3)‡} 熊玲²⁾ 丛源涛¹⁾²⁾ 王贺阳¹⁾²⁾

1) (中国科学院大学电子电气与通信学院, 北京 100049)

2) (中国科学院电工研究所, 北京 100190)

3) (齐鲁中科电工先进电磁驱动技术研究院, 济南 250101)

(2024年2月2日收到; 2024年2月26日收到修改稿)

脉冲大电流直线驱动装置运行过程中产生的极端工况导致多种损伤形式. 为了研究多场耦合过程并分析多物理参量作用机理, 建立了动态下的电磁场、温度场、结构场数学物理模型. 利用轨道反向运动及接触远端物理量渐进平移不变的特性进行局域求解. 模型还考虑了材料属性温度依赖性, 热应力, 接触面摩擦热等实际因素. 各个物理场采用同一套网格体系, 电磁场以及温度场的有限元离散格式采用欧拉向后差分形式求解, 结构场则采用 Newmark 法进行求解, 完成多场耦合下的数值模拟. 通过与数值工具 EMAP3D、Comsol 在相同模型和输入条件下的计算结果以及相关实验比较, 验证了该模型的可靠性. 本文采用一种 C 型电枢进行案例计算, 得到了多参量的典型演化过程, 并对速度趋肤效应下的场分布进行了讨论.

关键词: 有限元数值模拟, 滑动电接触, 摩擦热, 局域建模

PACS: 85.80.Jm, 02.60.Cb

DOI: 10.7498/aps.73.20240235

1 引言

脉冲大电流直线驱动装置是电磁能向动能转换的一种典型应用, 其出口速度可达数千米每秒, 具有动能大、穿透力强, 全电化可控等技术优势^[1-3]. 通过各个国家研究学者的不断努力, 工程样机逐步迭代优化, 但强稳定一体化弹丸、轻小型脉冲电源、高可靠装备服役寿命^[4-6]等问题尚未彻底解决. 尤其是极端工况下产生多种形式的金属损伤, 造成装备服役寿命短的现状亟需改善. 目前, 脉冲大电流直线驱动装置的多物理场耦合机理尚不明确, 实验室环境下多参量诊断手段有限, 亟待通过数值建

模方法明确多物理参量演化过程, 从而指导装置整体性能优化、提高装备服役寿命.

殷强^[7]通过毕奥-萨伐尔定律对脉冲大电流直线驱动装置电枢前端各考察点磁通密度进行理论计算, 获取了与实验测量值基本一致的结果. 李昕和翁春生^[8,9]利用有限差分 P-R 算法耦合计算了速度趋肤效应 (velocity skin effect, VSE) 下的电磁场与温度场, 得到了二维及三维下的枢轨内部磁感强度和温度分布. Tang 等^[10]建立了三维电磁场、温度场和结构场计算模型, 对熔化波与电磁力的协同作用下的电枢转捩机制进行了研究. 郑杜成等^[11]基于 Comsol 平台, 结合“移动电导率”方法实现电枢的运动, 对圆弧型和直角型截面的导轨进

* 中国科学院科研仪器设备研制项目 (批准号: YJKYQ20200011)、中国科学院联合基金项目 (批准号: 8091A02) 和齐鲁中科院工先进电磁驱动技术研究院科研基金项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qiuliang@mail.iee.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: jscheng@mail.iee.ac.cn

行多物理场性能比较. 翟小飞等^[12]基于 Johnson-Cook 材料失效模型, 通过 Ls-Dyna 软件构建了脉冲大电流直线驱动装置的动态多物理场弹塑性仿真模型, 得到了电枢变形、断裂及枢轨接触力变化等情况. 目前, 针对脉冲大电流直线驱动装置, 国内外已经开发了几种多场耦合代码, 例如 EMAP3D^[13-15]、瞬态多物理场解算器^[16-18]、HERB^[19]和 Railgun3D^[20,21].

综上, 脉冲大电流直线驱动装置的多物理场耦合机理研究已经有了一些解决方案. 但绝大多数方案仍是基于运动状态下电磁场到其余物理场的单向耦合, 摩擦热等非理想电接触因素难以充分考虑, 并且由于电枢和轨道的巨大尺寸差异导致网格规模和计算量通常较大. 本文针对高效精确的数值建模方法开展相关研究, 旨在推动装备服役寿命的提升, 利用有限元方法建立脉冲大电流直线驱动装置电-磁-热-结构多场耦合模型, 考虑了摩擦热、电导率温度依赖性等实际因素, 基于点罚函数的方法对枢轨接口条件以及轨道入口端非等势面约束进行施加. 采用独立坐标系, 电枢静止, 轨道反向运动的处理方法, 并且利用接触远端物理量渐进平移不变的性质, 仅在枢-轨接触区域进行局域建模, 极大地降低计算规模, 提高运行效率. 本文针对典型 C 型电枢案例进行数值模拟, 得到速度趋肤效应下的电流、磁场、温度以及应力演化过程, 并对多场耦合机理展开研究.

2 多物理场耦合模型计算框架

脉冲大电流直线驱动装置多物理场耦合计算模型的求解过程主要包括电枢及轨道的电磁场模块、温度场模块、结构场模块以及动力学模块. 输入模型必要的网格、激励及材料参数, 即可得到对应的电枢动力学参数、枢轨多物理场分布、接触压力等信息, 如图 1 所示. 电磁场的计算是整个多物理场耦合模型的求解核心, 通过对电磁场的求解得到电流、磁场以及电磁力的分布, 并将这些结果导出到其余模块进行耦合求解. 温度场的热源来主要来自于焦耳热、摩擦热, 其中焦耳热温升来自于导体欧姆加热; 接触对的法向应力和相对滑动速度共同作用产生摩擦温升. 导体的温升反过来影响导体材料属性 (这里主要是电导率). 结构场以温升产生的热应力与电磁力为动力源, 得到枢轨的结构场位移

分布, 并进一步计算出固体内的应力、应变分布, 同时接触面法向应力回馈至温度场.

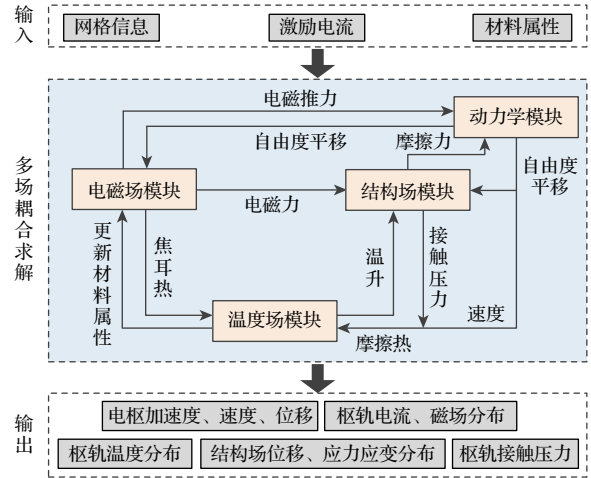


图 1 多物理场耦合模型

Fig. 1. Multi physical field coupling model.

动力学中加速度的计算考虑了电磁推力以及摩擦力的共同作用, 进而得到速度、位移曲线. 规定轨道进行反向移动, 并按照单个时间步计算的位移进行对应节点的自由度反向平移、插值或外推处理.

上述所有模块均采用同一套网格体系, 其中空气域不参与结构场计算, 因此需要将固体对应的网格提取、映射到结构场中. 脉冲大电流直线驱动装置多物理场耦合计算模型的求解以及输出参量的云图分布绘制均基于 Matlab 平台进行代码编写.

3 数学物理模型与理论方法

3.1 电磁场控制方程

采用 $\mathbf{A}-\varphi$ 法进行脉冲大电流直线驱动装置的电磁场计算, 库仑规范以罚函数形式施加在磁扩散方程中, 再加上电流连续性定律构成电磁场控制方程, 其有限元离散格式为:

$$\int_V \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{W}_j \cdot \nabla \times \mathbf{A} + \frac{1}{\mu} \nabla \cdot \mathbf{W}_j \nabla \cdot \mathbf{A} + \sigma \mathbf{W}_j \cdot \nabla \varphi + \sigma \mathbf{W}_j \cdot \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) dV = 0, \quad (1)$$

$$\int_V \nabla \mathbf{W}_j \cdot \left(\sigma \nabla \varphi + \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) dV = 0, \quad (2)$$

式中, \mathbf{A} 为矢量磁势; φ 为标量电势; μ 为磁导率; σ 为电导率; t 为时间; \mathbf{W} 为矢量权函数; W 为标量权函数.

基于轨道反向运动的滑动电接触时间演化如图 2 所示. 在本文中, 电枢及其同侧空气被指定为静止域, 由欧拉系统描述; 轨道及其同侧空气被指定为运动域, 由拉格朗日系统描述. 独立坐标系的引入消除了物理控制方程中速度项, 从而避免了数值振荡. 由于运动的相对性, 轨道所在运动域向相反的方向移动. 脉冲大电流直线驱动装置运行过程中涉及接触对材料的滑动电接触问题, 因此接触面需要特殊处理. 指定接触面上电枢及轨道分别采用一套节点.

$$\mathbf{A}_m = \mathbf{A}_s, \quad (3)$$

$$\varphi_m - \varphi_s = v \cdot \mathbf{A}_m, \quad (4)$$

式中, v 为移动速度 (X 方向); 下标 m, s 分别代表移动轨道和静止电枢在接触面上的节点.

局域建模时, 由于每个时间步下, 轨道节点自由度需进行反向移动. 因此轨道电流入口端面不再是等势面, 该端面标量电势和矢量磁势的切向分量满足如下关系:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial i} + \frac{\partial A_i}{\partial t} = 0 \quad (i = y, z). \quad (5)$$

约束方程可采用点罚函数法进行施加, 整合至系统总体矩阵方程中. (3) 式—(5) 式通过点罚函数法进行施加.

$$\begin{aligned} \mathbf{K}' &= \mathbf{K} + \sum_{p=1}^{N_c} \alpha_1 \mathbf{Q}_p \mathbf{Q}_p^T + \sum_{p=1}^{N_c} \alpha_2 \mathbf{Q}_p \mathbf{Q}_p^T \\ &\quad + \sum_{q=1}^{N_l} \alpha_3 \mathbf{Q}_q \mathbf{Q}_q^T, \\ b' &= b + \sum_{p=1}^{N_c} \alpha_1 f_{1p} \mathbf{Q}_p + \sum_{p=1}^{N_c} \alpha_2 f_{2p} \mathbf{Q}_p \\ &\quad + \sum_{q=1}^{N_l} \alpha_3 f_{3q} \mathbf{Q}_q, \end{aligned}$$

$$f_{1p} = 0, f_{2p} = v \cdot \mathbf{A}_m, f_{3q} = dy \frac{A_{qy}^t}{dt} \text{ or } dz \frac{A_{qz}^t}{dt}, \quad (6)$$

式中, \mathbf{K} 和 \mathbf{K}' 分别是约束方程整合前和约束方程

整合后的总系数矩阵; b, b' 分别是约束方程整合前和约束方程整合后的方程右端项; N_c 是界面上单侧节点的数量; N_l 是轨道入口端面上的节点数量; \mathbf{Q} 是罚函数矩阵; \mathbf{F} 是差值矩阵; α 是惩罚因子.

采用欧拉向后差分格式对系统总体矩阵方程进行求解, 求得的双势解经后处理得到对应的电流密度 \mathbf{J} 和磁感应强度 \mathbf{B} , 进一步得到导体电磁力 \mathbf{F}_{em} :

$$\mathbf{F}_{em} = \int_V \mathbf{J} \times \mathbf{B} dV. \quad (7)$$

3.2 温度场控制方程

忽略导体与空气的对流换热, 基于傅里叶热传导方程, 得到脉冲大电流直线驱动装置温度场控制方程的有限元离散格式:

$$\int_V \lambda \nabla W_j \cdot \nabla T dV + \int_V \rho c \frac{\partial T}{\partial t} W_j dV = \int_V \frac{J^2}{\sigma} W_j dV, \quad (8)$$

式中, T 是温度, ρ 是质量密度, c 是比热, λ 是导热系数. 滑动电接触过程中的摩擦热以表面热源的形式进行施加:

$$Q_f = \mu_f P_n v, \quad (9)$$

式中, Q_f 为摩擦热源, μ_f 为摩擦系数, P_n 为接触压强. 在接触面两侧, 需要分别施加摩擦热源. 移动侧和静止侧的摩擦热源由各自的热分配系数 η_m, η_s 决定:

$$\begin{cases} \eta_m = \frac{C_m}{C_m + C_s}, & C_m = \sqrt{\lambda_m \rho_m c_m}, \\ \eta_s = \frac{C_s}{C_m + C_s}, & C_s = \sqrt{\lambda_s \rho_s c_s}. \end{cases} \quad (10)$$

本文同时考虑了材料电导率的温度依赖性:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \alpha \Delta T}, \quad (11)$$

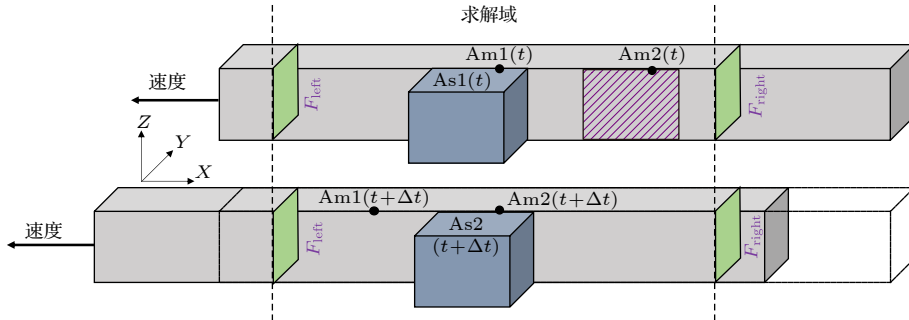


图 2 基于轨道反向运动的滑动电接触时间演化示意图

Fig. 2. Schematic of time evolution of sliding electrical contact based on rail reverse motion.

式中, σ_0 为金属材料初始电导率, ΔT 为温升, α 为电阻率温度系数.

温度场控制方程同样采用欧拉向后差分方式进行离散求解.

3.3 结构场控制方程

根据线性热应力理论, 微元体的总应变有两部分组成, 一部分由(电磁)应力引起, 另一部分由温度变化引起. 以此为基础, 构建结构场动态平衡方程, 其有限元离散格式如下:

$$\int_V \left(\rho \mathbf{N}^T \mathbf{N} \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} \mathbf{u} \right) dV = \int_V (\mathbf{N}^T \mathbf{f}_{em} + \mathbf{B}^T \mathbf{D} \varepsilon_0) dV, \quad (12)$$

式中, \mathbf{u} 为节点位移, \mathbf{N} 为结构场形函数矩阵, \mathbf{B} 为应变矩阵, \mathbf{D} 为弹性矩阵, \mathbf{f}_{em} 为电磁体积力. ε_0 为温升引起的初应变:

$$\varepsilon_0 = \beta \Delta T [1 \ 1 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0], \quad (13)$$

式中, β 为线膨胀系数.

上述结构场控制方程采用 Newmark 法进行求解, 得到节点位移, 并进一步后处理得到节点应力、应变. 结构场将环氧板以及钢壳的影响等效至轨道外端面, 因此指定轨道外侧面为固定约束面. 此外, 由于模型对称性, 电枢中平面法向位移约束为零.

3.4 动力学方程

根据上述求解的电磁推力以及摩擦力计算得到电枢的动力学参数:

$$v = \int_0^t \frac{F_{emx} - F_f}{m} dt, \quad x = x_0 + \int_0^t v dt, \quad (14)$$

式中, F_{emx} 为滑动方向的电磁推力; F_f 为摩擦力; m 为电枢质量; x 为位移; x_0 为初始位置.

本文所述的方法不强制要求单步下位移满足整数倍网格长度关系, 当单步下位移为非整数倍网格长度时, 仅需进行物理量插值. 此外, 求解区域以外的节点物理值可根据物理特性进行外推或者常数插值.

4 数值模拟程序验证

4.1 软件同模型验证案例 1

为了验证所建立的多场耦合计算方法的正确

性, 采用与 Hsieh^[13] 相同的枢轨模型和输入条件进行计算, 并将计算结果与美国高级技术研究所开发的 EMAP3D 软件进行比较. EMAP3D 是业内广泛认可的软件, 但不国内实验室和研究人员开放. EMAP3D 也存在轨道反向运动的版本, 但相关技术细节报道的极少, 主要是基于电枢正向运动技术架构开发的, 即通过对整个轨道建模, 轨道入口端面无需特殊处理. 而本文是基于枢轨接触域的局域建模, 增加了轨道入口端非等势面的处理, 同时减少求解域空间大小进行计算. 电枢为 $6 \text{ mm} \times 3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ 的长方体, 轨道为 $40 \text{ mm} \times 6 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ 的长方体. 计算的电枢出口速度为 70.18 m/s , 而 EMAP3D 计算的对应值为 71.12 m/s , 二者相差 0.94 m/s . 计算的电流和 EMAP3D 的电流波形对比如图 3 所示, 二者曲线非常吻合. 本文等效计算了电枢前端面移动至膛口位置的过程, 未计算电枢逐渐脱离轨道的过程, 即图中电流迅速衰减至零过程.

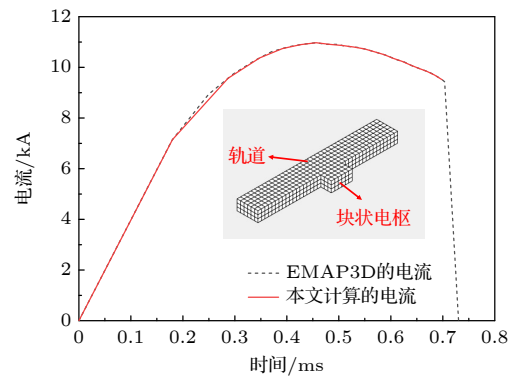


图 3 块状电枢下电流波形的比较

Fig. 3. Comparison of current waveforms under block armature.

4.2 软件同模型验证案例 2

此外, 将求解器结构场计算结果与同模型下的 Comsol 计算结果也进行了比较. 两种计算几何模型为 $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 正方体以及 $50 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 长方体, 网格剖分边长 1 mm 的正方体. 均施加三个条件, 如图 4 所示: 1) 整个几何的体积力设置为 $(-2 \times 10^{10}, 0.5 \times 10^{10}, 5 \times 10^{10}) \text{ N/m}^3$, 用来模拟脉冲大电流直线驱动装置的电磁力; 2) 边界载荷设置为 $(300, -1000, 100) \text{ N}$, 用来模拟面约束力; 3) 固定约束面, 用以模拟位移为零的情况. 计算结果如图 5 所示, 求解器与 Comsol 计算结果吻合良好.

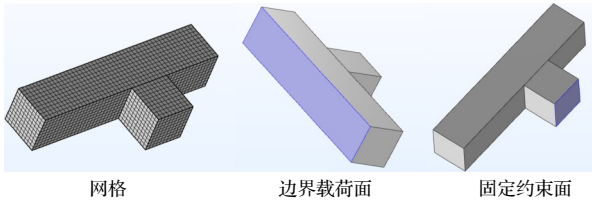


图 4 网格及结构场边界条件

Fig. 4. Mesh and structural field boundary conditions.

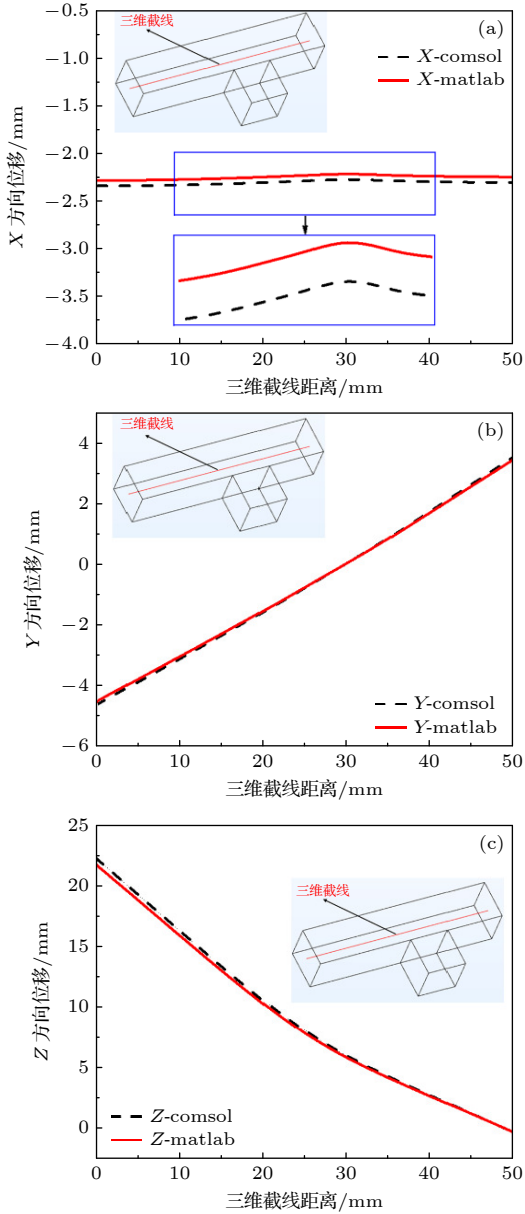


图 5 X, Y, Z 三方向位移三维对比 (a) X 方向; (b) Y 方向; (c) Z 方向

Fig. 5. 3D comparison of displacement in X, Y and Z directions: (a) X-direction; (b) Y-direction; (c) Z-direction.

4.3 实验验证

此外, 还进行了相关的测试来验证所开发的求

解器. 为了简化测试方案, 将串极增强型脉冲大电流直线驱动装置的正、负极主轨道外置端子利用铝块进行连接, 然后用聚酰亚胺胶带进行绝缘包裹处理. 额定电压 14 kV 的充电机主要用于对脉冲电容器进行充电. 灵敏度为 0.05 mV/A 的 Rogowski 线圈接在铝块连接处, 进行电流测量. 高频高精度磁探头安装在装置封装外壳, 进行特定点磁场测量. 测试时, 利用高频高压充电机给脉冲电容器充电至 1.996 kV, 并适时触发电容器对负载放电. 高频高精度磁探头的测量结果与本文所建立的多场耦合模型对比结果如图 6 所示. 图 7 为电流对比图, 其中测量电流即为 Rogowski 线圈测量结果, 计算电流为轨道电流密度的面积分值, 两者保持良好的一致性. 因此, 本文建立的多物理场耦合程序是有效的.

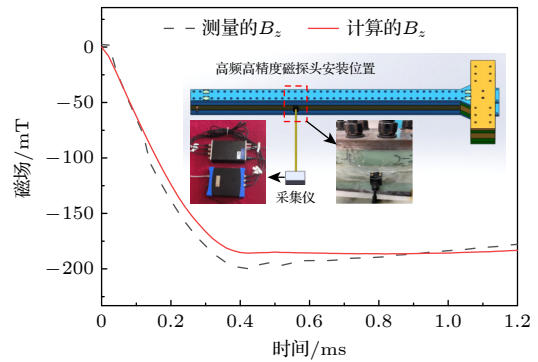


图 6 磁场对比

Fig. 6. Magnetic field comparison.

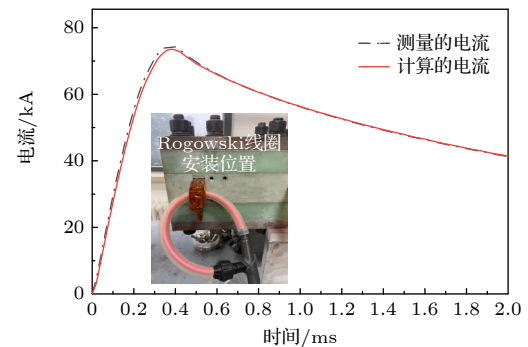


图 7 电流对比

Fig. 7. Current comparison.

5 滑动电接触过程的多场耦合数值模拟研究

5.1 计算模型及输入参量

考虑并计算了如图 8 所示的枢轨模型. 利用八

表 1 仿真模型电磁场参数

Table 1. Electromagnetic field parameters of simulation model.

参数	初始电导率 $\sigma_0/(\text{MS}\cdot\text{m}^{-1})$	磁导率 $\mu/(10^{-6}\text{H}\cdot\text{m}^{-1})$	质量密度 $\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	比热容 $c/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	热导率 $\lambda/(\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	电阻率温度系数 α/K	熔化温度 T_m/K
铜	58.8	1.2566	8960	385	385	0.0039	1356.15
铝	25	1.2566	2700	896	167	0.0041	924.85

节点六面体单元对求解域进行网格剖分, 由于模型的对称性, 采用 1/4 模型进行计算以减小计算规模. 轨道截面为 $5\text{ mm}\times 5\text{ mm}$, 电枢接触外臂长为 18 mm . 整个求解域共包含 9360 个导体单元, 11131 个节点. 电枢材料为金属铝, 导轨材料为金属铜, 电枢质量为 8 g . 金属材料性能如表 1 和表 2 所列, 采用脉冲电流进行激励, 其波形如图 9 所示.

表 2 仿真模型热场及结构场参数

Table 2. Thermal field and structural field parameters of simulation model.

参数	弹性模量 E/GPa	线膨胀系数 $\beta/(\mu\text{m}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	泊松比 μ_{Poisson}
铜	110	16.5	0.34
铝	68.9	23.6	0.33

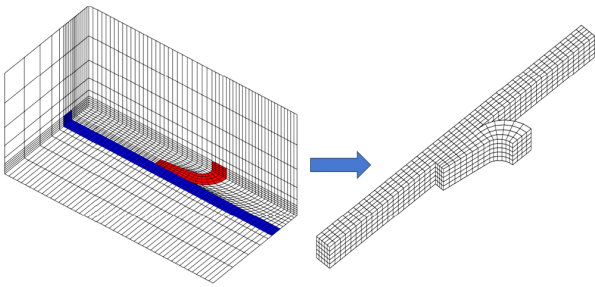


图 8 网格剖分示意图 (1/4)

Fig. 8. Schematic diagram of mesh (1/4).

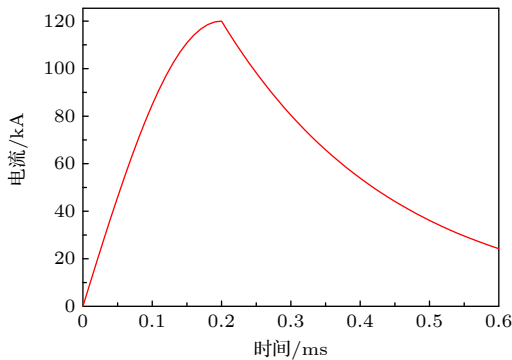


图 9 激励电流波形

Fig. 9. Excitation current waveform.

5.2 数值模拟结果与讨论

计算所得的电枢速度及位移波形如图 10 所示, 当 0.6 ms 时, 电枢移动速度为 304.3 m/s , 位

移为 117.3 mm . 电流上升沿电枢速度急剧上升, 电流下降沿, 电枢加速度减小, 速度平缓上升.

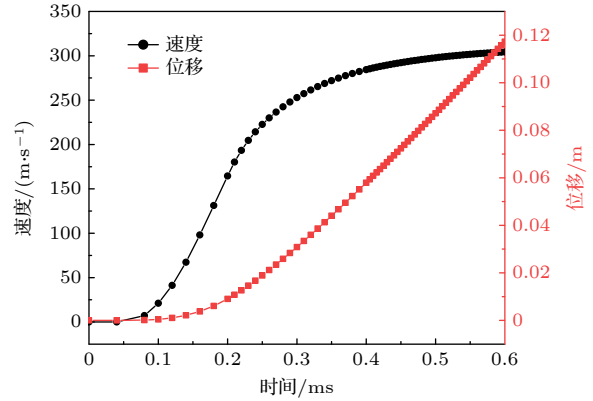


图 10 速度及位移波形

Fig. 10. Velocity and displacement waveforms.

输入电流与计算的轨道电流、电枢电流对比如图 11 所示, 轨道电流与激励电流几乎重合, 而电枢电流略有偏差. 当 0.2 ms 时, 电枢电流为 122.78 kA , 与激励的误差约为 2.32% . 总体上, 满足电流连续性要求.

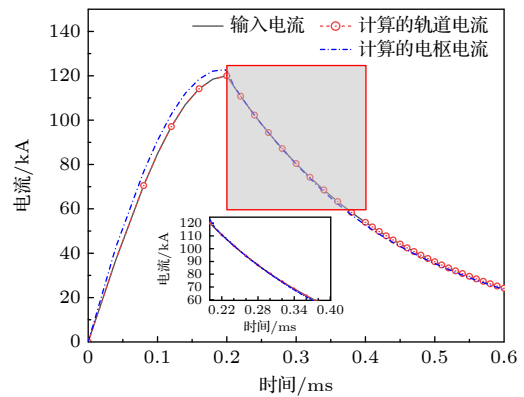


图 11 电流对比图

Fig. 11. Current comparison diagram.

滑动电接触过程中, 枢轨的电磁场演化过程如图 12 和图 13 所示, 随着速度的增加, VSE 愈来愈明显. 其中, 电流逐渐集中于轨道表面, 接触面后沿以及电枢外臂棱边处电流密度最大, 且 C 型电枢喉部电流也比较集中. 磁感应强度在 0.2 ms 时

达到 12.1 T, 接触后沿处磁感应强度随着时间推移不断收缩.

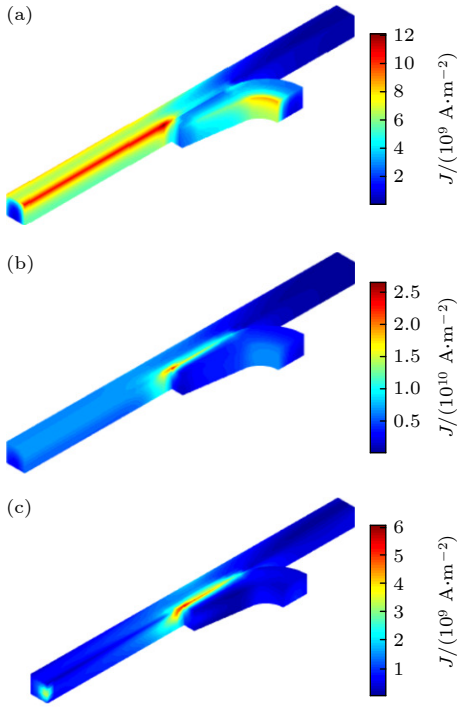


图 12 电流密度的演化 (a) 0.1 ms; (b) 0.2 ms; (c) 0.6 ms
Fig. 12. Evolution of current density: (a) 0.1 ms; (b) 0.2 ms; (c) 0.6 ms.

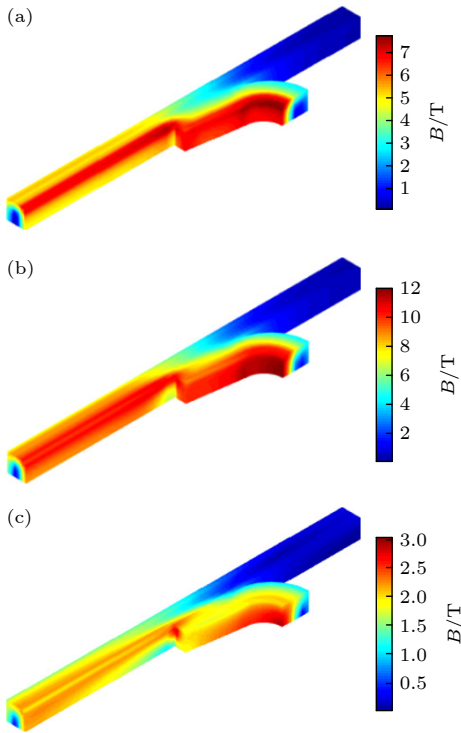


图 13 磁感应强度的演化 (a) 0.1 ms; (b) 0.2 ms; (c) 0.6 ms
Fig. 13. Evolution of the magnetic induction intensity: (a) 0.1 ms; (b) 0.2 ms; (c) 0.6 ms.

图 14 比较了经验公式获取的电磁推力以及动态计算的电磁推力, 其中经验公式是利用电感梯度以及电流曲线进行计算, 即: $F = I^2 L' / 2$ (L' 为电感梯度, I 为电流密度). 由图 14 可以看出, 经验公式由于没有考虑 VSE, 因此获取的电磁推力严格和电流波形同步, 0.2 ms 时峰值为 15.44 kN. 而实际运动过程中, 受到脉冲电流的趋肤效应以及 VSE 的共同影响, 电枢中电流密度及磁感应强度峰值并不严格与激励曲线完全同步, 约 0.18 ms 时, 动态电磁推力达到峰值 16.40 kN. 正如前述所分析的, 实际的滑动电接触过程中, 电流及磁场在枢轨接触尾部收缩, 形成相对于静态下更大的磁场、电流密度, 进而体积力密度 ($f_{em} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$) 变大, 因此产生更大的电磁推力. 此外, 导体中电流收缩的速度很快, 在激励电流达到峰值前就形成较大的电流密度, 与磁场综合作用下, 电磁推力的峰值也相对于经验公式提前.

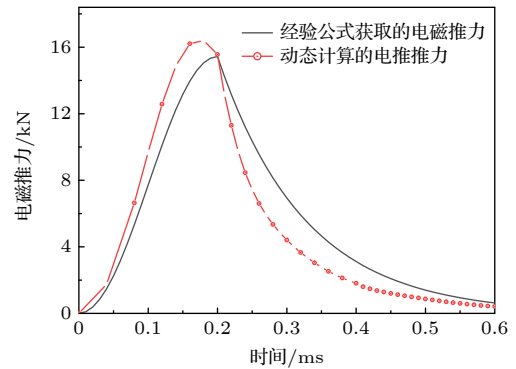


图 14 经验公式及动态计算的电磁推力比较

Fig. 14. Comparison of electromagnetic thrust based on empirical formula and dynamic calculation.

如图 15 所示, 0.18 ms 时电枢及轨道最高温度分别为 546.0 K 和 357.8 K. 热集中区域主要分布在轨道内侧棱边, 电枢喉部以及电枢外臂接触区域. 图 16 进一步显示了电枢外臂接触区域的温度分布演化过程. 0.1 ms 时, 接触面后沿的顶部出现热集中域, 随着时间推移, 该热集中域沿着滑动方

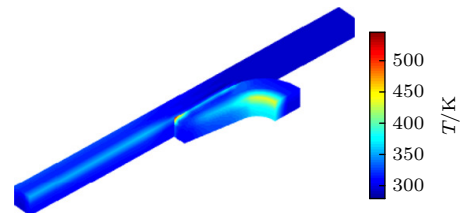


图 15 0.18 ms 时的导体温度分布
Fig. 15. Temperature distribution of conductor at 0.18 ms.

向和电枢底部方向延伸. 0.3 ms 时, 热集中区域已经覆盖整个外棱边, 并且尾部出现熔化区域, 熔火烧蚀波的传播过程与 Sun 等^[6]和 Tang 等^[10]的结果类似. 值得注意的是, 电枢接触前沿的底部也出现热集中区域.

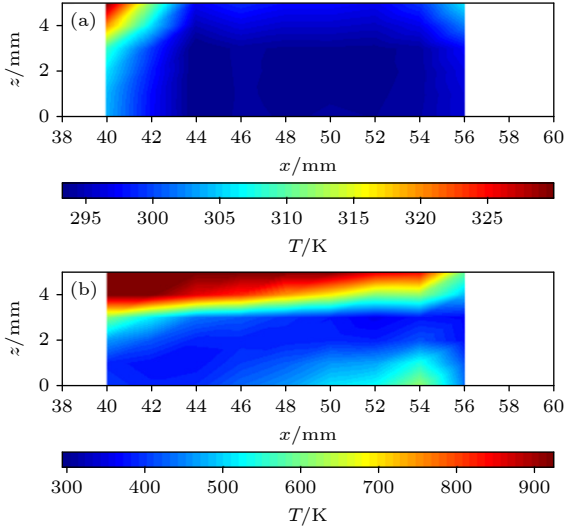


图 16 电枢接触面温度演化 (a) 0.1 ms; (b) 0.3 ms

Fig. 16. Temperature evolution of armature contact surface: (a) 0.1 ms; (b) 0.3 ms.

图 17 显示了 0.6 ms 时刻下的 X, Y, Z 三方向的位移场分布, 比例因子为 200, 以更加清楚地显示网格的微变形. 三个方向上位移场叠加后使得电枢喉部产生扭结, 外臂头部产生挤压. 计算结束时,

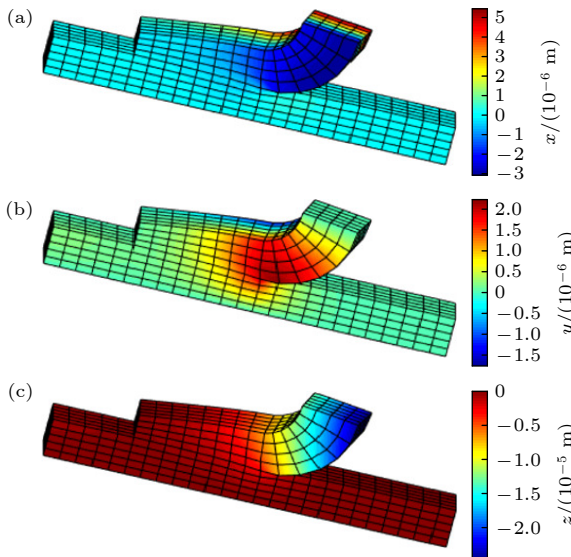


图 17 0.6 ms 时结构场位移分布 (a) X 方向; (b) Y 方向; (c) Z 方向

Fig. 17. Displacement distribution of structural field at 0.6 ms: (a) X-direction; (b) Y-direction; (c) Z-direction.

位移场量级在 10^{-6} — 10^{-5} m 范围, 电流峰值时刻前后, 电枢位移场可达 10^{-4} m 量级.

0.5 ms 时的 Von Mises 应力分布如图 18 所示, 轨道接触前沿出现应力峰值, 约 119.8 MPa. 局部大应力主要分布在轨道与电枢接触区域的前端, 进一步导致该接触区域材料对配合更加紧密, 电枢向轨道侧挤压变形, 最终形成接触前沿也出现较多的摩擦热积累. 电枢喉部也出现较大的应力, 约为 84.19 MPa. 电枢材料一般为金属铝或铝合金, 当电枢局域应力超过对应的屈服强度时, 将导致电枢严重变形甚至发生断裂. 轨道温度比电枢温度低, 但其应力要比电枢大得多, 往往会造成刨削、划槽等表面损伤状况, 必须加以抑制优化.

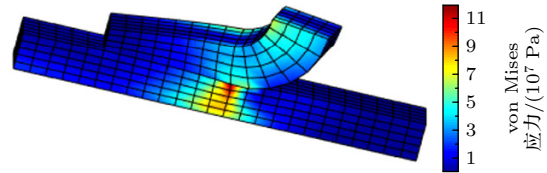


图 18 0.5 ms 时的 von Mises 应力分布

Fig. 18. Von Mises stress distribution at 0.5 ms.

结构场的引入使得接触压力的计算更加精确. 传统的简化运算中往往忽略结构场的影响, 不考虑接触压力或者将采用电磁力的法向分量来近似为接触压力. 图 19 比较了两种方式下的接触压力, 可以看出初始阶段下, 二者较为接近, 随着电枢移动速度的增加, 考虑结构场影响下的实际接触压力大于电磁法向力.

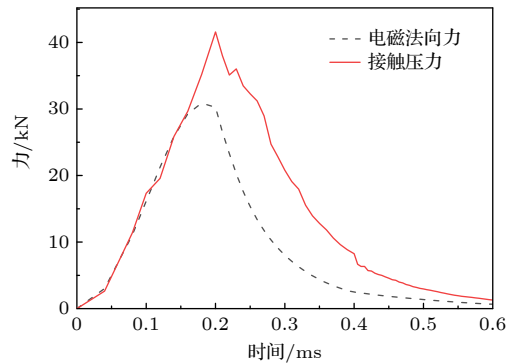


图 19 电磁法向力与接触压力的比较

Fig. 19. Comparison of electromagnetic normal force and contact force.

图 20 比较了不考虑接触压力、电磁法向力近似接触压力以及结构场计算接触压力三种情形下,

电枢接触面在 0.6 ms 时刻的温度分布. 不考虑接触压力情形下, 由于没有摩擦热, 电枢烧蚀区域面积仅在外棱边延伸, 区域面积明显较小; 电磁法向力近似接触压力情形中, 所产生的摩擦热是均匀施加在接触面上, 因此电枢烧蚀区域明显扩大, 电枢外棱边以及后沿均产生严重烧蚀; 考虑结构场接触压力情形下, 摩擦热按照接触面实际接触压力大小非均匀分布, 更加精确, 模拟的电枢外棱边以及后沿尾部烧蚀区域大小介于前两种情形之间, 但电枢外臂的接触前沿区域也出现高温区域, 最高温度约 806 K, 而均匀电磁法向力作用下的该区域最高温度仅为 729.6 K. 因此电枢设计时需统筹考虑尾沿以及外臂前沿两个区域的耐烧蚀性.

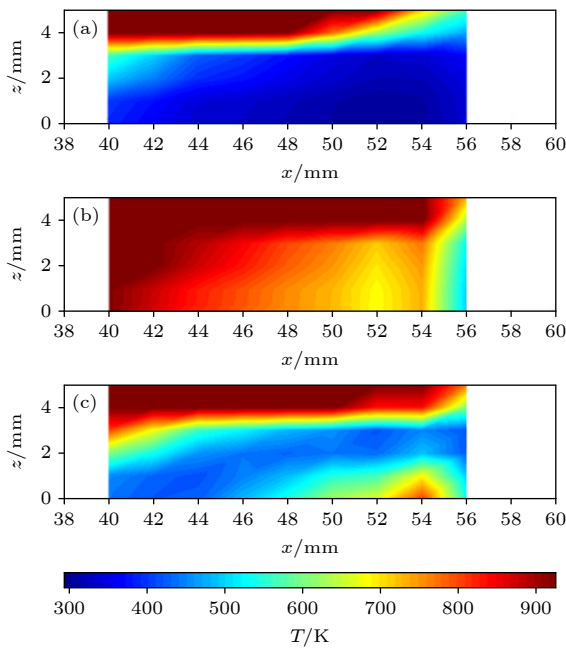


图 20 $t = 0.6$ ms 时电枢接触面温度 (a) 无接触压力; (b) 电磁法向力近似接触压力; (c) 结构场接触压力

Fig. 20. Temperature of the armature contact surface at $t = 0.6$ ms: (a) No contact pressure; (b) electromagnetic normal force approximates contact pressure; (c) structural field contact pressure.

6 结 论

本文基于局域建模与轨道反向运动技术, 建立了脉冲大电流直线驱动装置的电-磁-热-结构多场耦合有限元模型. 该模型中, 各个物理场基于同一

套网格节点进行耦合计算, 可以得到对应 VSE 作用下的物理场分布. 通过数值模拟, 得出以下主要结论: 1) 局域建模方案以较少的网格能够完成滑动电接触问题的数值模拟, 并且可以较好地满足电流连续性; 2) 电枢接触面上的熔化烧蚀波在外棱边沿着滑动方向传播以及接触尾部沿内径方向传播; 3) 脉冲大电流直线驱动装置考虑结构场作用下的接触压力大于电磁法向力, 并且导致电枢接触尾沿以及外臂前沿均出现高温集中区域. 数值模拟结果初步验证了建模方案的有效性, 可以为脉冲大电流直线驱动装置的结构设计及优化提供一定的参考.

参考文献

- [1] Fair H D 2001 *IEEE Trans. Magn.* **37** 25
- [2] Ma W M, Lu J Y 2023 *Trans. Chin. Electrotech. Soc.* **38** 3943 (in Chinese) [马伟明, 鲁军勇 2023 电工技术学报 **38** 3943]
- [3] Sun J, Cheng J, Wang Q 2021 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **49** 3988
- [4] Stefani F, Parker J V 1999 *IEEE Trans. Magn.* **35** 312
- [5] Li S, Li J, Xia S, Zhang Q, Liu P 2019 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 2399
- [6] Sun J, Cheng J, Wang Q 2022 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **50** 1032
- [7] Yin Q, Zhang H, Li H J, Shi Y L 2016 *High Power Laser Part. Beams* **28** 025008 (in Chinese) [殷强, 张合, 李豪杰, 史云雷 2016 强激光与粒子束 **28** 025008]
- [8] Li X, Weng C S 2009 *J. Gun Launch Control* **2009** 1 (in Chinese) [李昕, 翁春生 2009 火炮发射与控制学报 **2009** 1]
- [9] Li X, Weng C S 2008 *Prog. Nat. Sci.* **18** 1565
- [10] Tang B, Xu Y, Lin Q, Li B 2017 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **45** 1361
- [11] Zheng D C, Xu R, Cheng W P, Zhao W K, Yuan W Q, Yan P 2019 *Adv. Technol. Electr. Eng. Energy* **38** 33 (in Chinese) [郑杜成, 徐蓉, 成文凭, 赵伟康, 袁伟群, 严萍 2019 电工电能新技术 **38** 33]
- [12] Zhai X F, Yang F, Zhang X, Liu H 2021 *J. Naval Univ. Eng.* **33** 19 (in Chinese) [翟小飞, 杨帆, 张晓, 刘华 2021 海军工程大学学报 **33** 19]
- [13] Hsieh K T 1995 *IEEE Trans. Magn.* **31** 604
- [14] Hsieh K T, Kim B K 1999 *IEEE Trans. Magn.* **35** 166
- [15] Hsieh K T 2007 *IEEE Trans. Magn.* **43** 1131
- [16] Lin Q H, Li B M 2020 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **48** 2287
- [17] Lin Q H, Li B M 2016 *Defence Technol.* **12** 101
- [18] Lin Q H, Li B M 2020 *Acta Armamentarii* **41** 1697 (in Chinese) [林庆华, 栗保明 2020 兵工学报 **41** 1697]
- [19] Shatoff H, Pearson D A, Kull A E 2005 *IEEE Pulsed Power Conference* Monterey, CA, USA, June 13-17, 2005 p253
- [20] Wang G H, Xie L, He Y, Song S Y, Gao J J 2016 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **44** 1424
- [21] Wang G H, Xie L, Zhao H L 2021 *Explosion and Shock Waves* **41** 111 (in Chinese) [王刚华, 谢龙, 赵海龙 2021 爆炸与冲击 **41** 111]

Local modeling method for multi-field coupling of electric-magnetic-thermal-structure of pulsed high current linear driving device*

Sun Jian¹⁾²⁾ Wang Qiu-Liang^{1)2)†} Cheng Jun-Sheng^{1)2)3)‡} Xiong Ling²⁾
 Cong Yuan-Tao¹⁾²⁾ Wang He-Yang¹⁾²⁾

1) (*School of Electronic, Electrical and Communication Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

2) (*Institute of Electrical Engineering, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

3) (*Institute of Electrical Engineering and Advanced Electromagnetic Drive Technology, Qilu Zhongke, Jinan 250101, China*)

(Received 2 February 2024; revised manuscript received 26 February 2024)

Abstract

The pulsed high current linear driving device operates under extreme conditions, and various forms of metal damages will reduce the service life of the device. At present, the multi-physics coupling mechanism of pulsed high current linear driving device is still unclear, and the multi-parameter diagnosis method in the laboratory environment is limited. Therefore, it is urgent to clarify the evolution process of multiple physical parameters through numerical modeling methods, in order to guide the optimization of the overall performance and improve the service life of the device. In this work, mathematical and physical models of electromagnetic field, temperature field and structural field under dynamic conditions are established. The local solution is carried out by using the characteristics of rail reverse motion and the invariant physical quantities at the distal end of the contact. The constraint equations of the non-equipotential surface of the rail entrance and the armature-rail interface conditions under the technical framework are derived. The constraint equations are applied by the penalty function method. The model also takes into account the practical factors such as the temperature dependence of the material properties, thermal stresses, and the frictional heat of the contact surface. The finite element discrete format of the electromagnetic field and the temperature field is solved in the form of Euler's backward differentiation, and the structural field is solved by the Newmark method. The reliability of the model is verified by comparing the calculation results with the numerical tools EMAP3D and Comsol under the same configuration and input conditions, as well as related experiments. Through the numerical simulation of the C-type armature, the typical evolution process of the corresponding multi-parameter is obtained. During sliding electrical contact, the velocity skin effect becomes more pronounced with velocity increasing. The current is gradually concentrated on the surface of the rail, and the highest current density is found at the rear edge of the contact surface and at the edge of the outer arm of the armature. Moreover, the magnetic induction intensity at the tail of the contact surface continues to shrink over time. The heat-concentrated region appears at the top edge of the contact surface, and with time going by, it extends along the sliding direction and bottom direction of the armature. In addition, there is peak stress in the front of the rail contact and significant stress at the armature throat. When the local stress at the throat of the armature exceeds the corresponding yield strength, it can cause serious deformation or even fracture of the armature.

Keywords: finite element numerical simulation, sliding electrical contact, friction heat, local modeling

PACS: 85.80.Jm, 02.60.Cb

DOI: 10.7498/aps.73.20240235

* Project supported by the Scientific Instrument Developing Project of the Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. YJKYYQ20200011), the Joint Funds of Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. 8091A02), and the Research Funds of Qilu Zhongke Advanced Electromagnetic Drive Technology Institute, China.

† Corresponding author. E-mail: qiuiliang@mail.iee.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: jscheng@mail.iee.ac.cn



脉冲大电流直线驱动装置电-磁-热-结构多场耦合的局域建模方法

孙建 王秋良 程军胜 熊玲 丛源涛 王贺阳

Local modeling method for multi-field coupling of electric-magnetic-thermal-structure of pulsed high current linear driving device

Sun Jian Wang Qiu-Liang Cheng Jun-Sheng Xiong Ling Cong Yuan-Tao Wang He-Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 108502 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240235

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240235>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

非规则形状介质内辐射-导热耦合传热的间断有限元求解

Discontinuous finite element solutions for coupled radiation-conduction heat transfer in irregular media

物理学报. 2020, 69(3): 034401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191185>

不同晶粒度高纯铜层裂损伤演化的有限元模拟

Numerical simulation on dynamic damage evolution of high pure copper with different grain sizes

物理学报. 2021, 70(20): 204601 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210726>

三维浅海下弹性结构声辐射预报的有限元-抛物方程法

Acoustic radiation from a cylinder in shallow water by finite element-parabolic equation method

物理学报. 2019, 68(2): 024301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181452>

高分子囊泡在微管流中惯性迁移现象的有限元分析

Finite element analysis of inertial migration of polymer vesicles in microtubule flow

物理学报. 2022, 71(18): 188701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220606>

基于有限元法的光子并矢格林函数重整化及其在自发辐射率和能级移动研究中的应用

Renormalization of photon dyadic Green function by finite element method and its applications in the study of spontaneous emission rate and energy level shift

物理学报. 2018, 67(19): 193102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180898>

非水平海底情况下海底地震波时域有限差分数值模拟

Seabed seismic wave simulation by finite difference time domain scheme in marine environment with complex seafloor topography

物理学报. 2021, 70(22): 224303 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210634>