采用磁流体模型数值模拟直流限流熔断器燃弧特性的方法

王东宇，项彬，杜慧鑫，刘志远，耿英三，王建华
（西安交通大学电工材料电气绝缘全国重点实验室，710049，西安）

摘要：为了深入研究石英砂直流限流熔断器的燃弧特性，赋能直流限流熔断器的研发应用，建立了单狭颈直流限流熔断器燃弧过程的二维轴对称磁流体动力学模型。该模型首先将流场、热场和电磁场多场耦合为二维轴对称模型；其次，搭建直流熔断器实验观测平台并采集熔断器燃弧电参数与边界压力特性，并将计算化学等离子体物性参数导入模型，以实验图像拍摄和残躯形态作为仿真几何模型与网格变化构建依据，以实验电流和压力测量结果作为仿真边界条件，仿真模型输出直流熔断器电弧在 0～5.0 ms 内，燃弧区域温度场、压力场云图和电弧电压随时间的变化情况。仿真与实验结果对比显示，预期峰值电流分别为 2.0、3.0 kA，仿真弧压峰值相对实验弧压峰值误差分别为 11.9%和 6.8%。仿真起弧后 2.90～4.62 ms，中心温度由 19 741.3 K 降低至 15 546.6 K。仿真压力场显示起弧后 1 ms 时刻弧根位置压力可达 0.29 MPa，显著高于其他位置。通过限制电弧径向发展并使其向轴向扩张、增大电弧压力、人工制造喷口结构等方法有助于提高直流熔断器开断能力。所提出的磁流体模型数值模拟方法为熔断器研发提供了高效的方法与工具，降低了研发成本。

关键词：直流熔断器；磁流体动力学；多场耦合；燃弧过程；等离子体
中图分类号：TM501 **文献标志码**：A
DOI：10.7652/xjtuxb202611003 **文章编号**：0253-987X(2026)11-0023-12

Numerical Simulation Method for Arcing Characteristics of Direct Current Current-Limiting Fuses Using a Magnetohydrodynamic Model

WANG Dongyu, XIANG Bin, DU Huixin, LIU Zhiyuan, GENG Yingsan, WANG Jianhua
(State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: To comprehensively investigate the arcing characteristics of quartz sand direct current (DC) current-limiting fuses and facilitate their development and application, a two-dimensional axisymmetric magnetohydrodynamic (MHD) model for the arcing process of a single narrow-neck DC current-limiting fuse is established. The model first couples the flow field, thermal field, and electromagnetic field into a two-dimensional axisymmetric model. Then, a DC fuse experimental observation platform was constructed to collect the arcing electrical parameters and boundary pressure characteristics of the fuse. The calculated plasma physical properties were imported into the model. The experimental images and the morphology of the post-arcing residue were used as

收稿日期：2026-03-11。 作者简介：王东宇(1998—)，男，博士生；刘志远(通信作者)，男，教授，博士生导师。 基金项目：电力设备电气绝缘国家重点实验室资助项目(EIPE23309)；陕西省科学技术厅重点研发计划资助项目(2025ZG-JBGS-020)。
网络出版时间：2026-07-31 网络出版地址：https://link.cnki.net/urlid/61.1069.T.20260731.1402.004

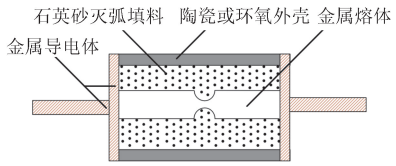
the basis for constructing the simulation geometric model and dynamic mesh, while the measured current and pressure were applied as the simulation boundary conditions. The model yields the spatio-temporal evolution of the temperature and pressure fields in the arcing region, as well as the transient arc voltage within the first 5.0 ms. The comparison between simulation and experimental results shows that at prospective peak currents of 2.0 kA and 3.0 kA, the errors of the simulated peak arc voltage relative to the experimental peak arc voltage are 11.9% and 6.8%, respectively. During the period from 2.90 to 4.62 ms after arc initiation, the simulated central temperature decreases from 19 741.3 K to 15 546.6 K. The simulated pressure field shows that at 1 ms after arc initiation, the pressure at the arc root can reach 0.29 MPa, which is significantly higher than that at other positions. Further analysis indicates that methods such as restricting the radial development of the arc to promote its axial expansion, increasing the arc pressure, and introducing artificial nozzle structures can help improve the breaking capacity of DC fuses. The proposed MHD-based numerical simulation approach provides an efficient tool for fuse research and development, thereby reducing associated costs.

Keywords: direct current fuse; magnetohydrodynamic; multi-field coupling; arcing process; plasma

近年来,新能源行业蓬勃发展,带动直流限流熔断器产品需求增长,推动直流限流熔断器的研发。如图 1 所示,直流限流熔断器由金属熔体、石英砂灭弧填料、陶瓷或环氧外壳及金属导电体等部分构成。过载或短路故障时,超过额定值的电流通过熔断体上的狭颈时产生焦耳热,令狭颈升温熔断并产生电弧,随后由石英砂灭弧填料将电弧熄灭,开断故障电流[1]。图 1 中展示的单狭颈熔体是最基础的熔体,在现代电力系统和用电设备中使用的直流熔断器熔体更为复杂和多样,其设计均以单狭颈熔断器设计为基础。



(a)常见直流限流熔断器外形



(b)单狭颈直流限流熔断器内部结构示意图

图 1 直流限流熔断器

Fig. 1 Direct current current-limiting fuse

目前直流限流熔断器被广泛应用于光伏板和汇流箱保护、储能柜电池簇及其汇流保护、电动汽车动力电池包保护、数据中心直流电网保护等应用场景中[2-5]。在这几类场景中,直流负载阻抗普遍较小,因此故障电流上升率高,且直流电流不存在自然过零点,对开关电器提出了高要求[6]。现有开断方法中,熔断器具有开断上限高、限流能力强、短路开断速度快和可靠性高的特点,因此大量用户出于性价比考量采用直流熔断器。

直流限流熔断器需应对各类场景采用不同设计,设计环节中若存在缺陷,将耗费厂商大量时间成本。因此,深入研究熔断器燃弧过程并建立适当的计算模型,有助于改进熔断器设计,降低研发成本。为此大量研究者开展了实验和仿真研究熔断器燃弧过程。

熔断器燃弧过程的实验研究方面,Saqib 等使用光纤将弧光引出计算,得到了 1.25～4.5 kA 预期电流下熔断器电弧的局部温度[7];Fukai 等采集光谱并计算了熔断器电弧温度、电子密度和局部等离子体电导率等参数[8];席泽文等将压力传感器安装在熔断器上,测试并总结了燃弧功率与电弧压力之间的定量关系[9]。

熔断器燃弧阶段的长度、直径、电导和场强等参数影响燃弧过程。Milliere 等利用 X 光获得了熔断器的电弧长度发展图像[10]。Ranjan 等研究熔断器电弧场强,认为石英砂电弧是一种“壁稳电弧”[11]。张俊民和尚振球等研究发现燃弧的扩张压力和石英砂的反力共同决定了电弧的扩张情况[12-13]。

建模研究方面,目前熔断器燃弧模型主要有数学模型、电路模型和经验公式模型 3 类。Wright 等

分别建立的数学模型能简单计算熔断器的电弧电压、等离子体密度、电导率和弧柱区发展变化情况[14-15]。Toniolo 等的研究提供了从能量角度评估熔断器开断特性的工具“i^2t”[16]。在此基础上 Rochette 等基于能量平衡原理建立了电弧的数学模型，得到了熔断器燃弧阶段的温度、电流分布、电压分布等参数[17]。Wang 等基于圆柱体均匀电弧假设，建立直流熔断器燃弧模型，得到的燃弧时间和弧压峰值误差较小[18]。黄鑫建提出了一种熔断器燃弧模型，对电弧形状进行简化并求解了电弧的起弧与发展过程[19]。席泽文基于半经验模型，在局部热力学平衡方程的基础上，通过引入电弧在径向上的烧蚀变量，完善了介质吸能参数、电弧电导率等识别方法[20]。

电路模型主要以等效替代思想来模拟开断效果，Tanaka 等和陈搏均采用这种方法，结果较为准确[21-22]。此外还有部分研究将熔断器简化为数学模型，模拟熔断器在系统中的工作过程[23-25]。

综上，目前熔断器领域研究者建立的模型，主要基于能量守恒定律，在假设中对熔断器的电弧温度、压力、电导、热导和几何尺寸等均进行了较大的简化，忽略了电弧内部各个位置因压力和温度不同带来的等离子体参数变化，计算精度有限。尽管如此，上述研究对于熔断器模型建立依然具有价值。

20 世纪 90 年代以来，磁流体动力学方法蓬勃发展，在气体电弧领域中得到了大量应用[26-29]，然而熔断器电弧包裹在石英砂中，不透明的灭弧介质阻碍了电弧观测，因此建模中的电弧材料参数难以获取。

计算机化学计算的发展，为获取熔断器电弧等离子体的参数提供了新的途径。André 等采用化学计算的方法，计算得到了不同银-二氧化硅气体比例、不同气压和不同温度下的等离子体物性参数[30]。Colonna 等结合内容更新后的数据库计算上述参数，得到了修正后的参数[31]。上述工作为熔断器的磁流体动力学仿真扫除了部分障碍，已经具备应用磁流体动力学仿真计算的前提条件。

本文的研究目标是基于单狭颈直流限流熔断器，建立模拟熔断器工作的实验平台，获取熔断器燃弧过程的电压电流特性、燃弧区压力和发展特性；基于实验结果与流体仿真方法，建立单狭颈直流限流熔断器燃弧过程的二维轴对称磁流体动力学模型，开展仿真计算并评估仿真研究的准确性，为直流限流熔断器改进设计提供依据。

本研究有助于理解单狭颈直流限流熔断器燃弧过程，为改进现有熔断器设计提供支持，并推广至新型直流熔断器产品设计，助力直流熔断器产业发展。

1　直流限流熔断器电弧的模型建立

1.1　电弧模型的基本方程

磁流体动力学模型将电弧等离子体看作可导电连续流体介质，认为电弧等离子体除具有流体的一般特性外，还具有导电性、在磁场中受到电磁力的作用。磁流体动力学模型包含了流场、电场、磁场、温度场和压力场等多个场及其耦合作用，不考虑单个粒子运动，而是关注流体元的总体效果。模拟熔断器开断过程中的电弧过程各物理场相互作用机理如图 2 所示。

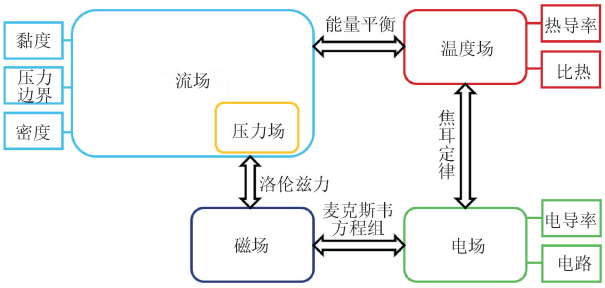


图 2　直流限流熔断器电弧模型各物理场耦合关系

Fig. 2　Coupling relationship of various physical fields in the arc model of the DC fuse

由图 2 可知，电弧受到了诸多物理场的影响，想要模拟存在较大困难，需要进行假设和简化，在不失去模型真实性的情况下忽略影响较小的因素。为此，建立二维轴对称磁流体动力学方法的直流限流熔断器燃弧模型前，需要进行以下假设：①熔断器电弧等离子体满足局部热力学平衡（LTE），即所有的粒子，包括电子和重粒子，其温度用统一的温度描述；②熔断器电弧从熔体向石英砂中扩展的过程为轴对称情况，忽略周向的物质传递；③电弧等离子体呈电中性，不存在空间电荷；④近极区的弧根位置存在“鞘层”，不满足 LTE 条件但存在压降；⑤忽略辐射因素的影响。

对假设①、②、④和⑤进行补充说明。对于假设①，由于电弧起弧阶段不满足 LTE 假设，因此电弧起弧环节数据将存在较明显的误差，而在后续的电弧发展阶段满足 LTE 假设，故仿真主要分析电弧发展阶段的情况；对于假设②，熔断器电弧的形态往往与熔体的形态有关，目前行业内普遍采用的是熔片，即由金属薄片加工成的熔体，特点在于其宽厚比

较大;而在狭颈位置,熔体的宽度缩窄,因此宽厚比较小,但数值上依然可以达到 5～10。流体仿真需要大量的计算资源,三维流体仿真的计算效率低于二维轴对称流体仿真,因此将熔体假设为一种细丝,电弧燃烧于细丝之间,能够在提高效率的同时不失去对熔断器电弧的模拟精度,故假设电弧发展呈现出轴对称情况,并忽略物质在周向上的输运过程。

对于假设④,熔断器电弧近极区同样存在近极压降,电弧阴极压降区的长度大约只有 10^{-3} mm,却存在一个较恒定的电压降,在本文分析的电弧模型中,假定阴极电压降为 10 V;阳极压降区和阴极压降区一样,其长度也是 10^{-3} mm 左右,其压降值在 0 与熔体材料的原子电离电位之间,在此令它等于熔体材料的原子电离电位值,约 8 V[32-33]。对于假设⑤,熔断器电弧发出的辐射会被石英砂包裹吸收,转化为对壁面的加热,能量回归熔断器燃弧体系,且目前仿真电弧输入电流较小、电弧体积小,因此忽略辐射因素的影响。

基于上述假设,在此建立二维轴对称磁流体动力学方法的直流限流熔断器燃弧模型基本方程如下。

连续性方程的轴对称形式为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho v_x^2+p)}{\partial x}+\frac{\partial \rho v_r}{\partial r}+\frac{\rho v_r}{r}=0 \tag{1}$$

式中:ρ 为流体的密度;v_x 为流体轴向速度;v_r 为流体径向速度。

忽略周向上的物质输运,动量守恒方程的轴对称形式为

$$\frac{\partial \rho v_x}{\partial t}+\frac{\partial(\rho v_x^2+p)}{\partial x}+\frac{\partial \rho v_x v_r}{\partial r}+\frac{\rho v_x v_r}{r}=\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{xr}}{\partial r}+\frac{\tau_{xr}}{r}+J_r B_\theta \tag{2}$$

$$\frac{\partial \rho v_r}{\partial t}+\frac{\partial(\rho v_x^2+p)}{\partial r}+\frac{\partial \rho v_x v_r}{\partial x}+\frac{\rho v_r^2}{r}=\frac{\partial \tau_{rx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{rr}}{\partial r}+\frac{\tau_{rr}-\tau_{\theta\theta}}{r}-J_x B_\theta \tag{3}$$

式中:p 为流体所受压强;τ_{ij} 为流体黏性应力张量分量,其中 i,j 均可取 x、r 和 θ 方向;v_x 为流体轴向速度;B_θ 为流体所处位置磁场环向分量;J_x 为通过流体的轴向上的电流密度。

能量守恒方程的轴对称形式为

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t}+\frac{\partial \rho v_x(e+p/\rho)}{\partial x}+\frac{\partial \rho v_r(e+p/\rho)}{\partial r}+\frac{\rho v_r(e+p/\rho)}{r}=\frac{\partial(v_x\tau_{xx}+v_r\tau_{xr}+k(\partial T/\partial x))}{\partial x}+\frac{\partial(v_x\tau_{xr}+v_r\tau_{rr}+k(\partial T/\partial r))}{\partial r}+\frac{v_x\tau_{xr}+v_r\tau_{rr}+k(\partial T/\partial r)}{r}+S_{\text{Source}} \tag{4}$$

式中:e 为流体内能;k 为湍流导入系数;T 为温度;S_{Source} 为能量源项。

熔断器内部的等离子体处于高压、高温环境中,其运动无法通过简单的层流进行描述,但目前也没有文献资料介绍其流动的形式,在此简单选用最为广泛应用的 k-ε 湍流模型。这一模型在具备合理的精度的同时,在计算的速度和收敛性上较好,在气体断路器的相关仿真中已经得到了应用,其方程如下

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_i k)}{\partial x_i}=\frac{\partial((\mu+\mu_t/\sigma_k)\,\partial k/\partial x_j)}{\partial x_j}+G_k+G_b-\rho\varepsilon-Y_M \tag{5}$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_i\varepsilon)}{\partial x_i}=\frac{\partial((\mu+\mu_t/\sigma_\varepsilon)\,\partial\varepsilon/\partial x_j)}{\partial x_j}+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k+C_{3\varepsilon}G_b)-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{6}$$

$$\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \tag{7}$$

式中:k 为湍流动能;μ_t 为湍流黏度;σ_k 为湍流动能对应普朗特数,表征湍流所贡献的动量扩散率和热扩散率的比值,求解时取 1;σ_ε 为湍流耗散率常数,求解时取 1.3;G_k 为平均速度梯度引起的湍动能;G_b 为浮力上升引起的湍动能;ε 为湍流耗散率;Y_M 为流体可压缩性对湍流耗散率 ε 的影响;$C_{1\varepsilon}$、$C_{2\varepsilon}$、$C_{3\varepsilon}$ 均为经验常数,求解时分别取值 $C_{1\varepsilon}=1.44$,$C_{2\varepsilon}=1.92$,$C_{3\varepsilon}=0$;C_μ 为经验常数,求解时取 0.09。

电磁场方程主要包括以下电场方程和磁场方程实现。电场方程如下

$$\boldsymbol{E}=-\nabla\boldsymbol{\varphi} \tag{8}$$

$$\boldsymbol{J}=\sigma\boldsymbol{E} \tag{9}$$

式中:$\boldsymbol{E}$ 为电场强度矢量;$\boldsymbol{\varphi}$ 为电位;$\boldsymbol{J}$ 为电流密度矢量;σ 为电导率。

磁场方程如下

$$\nabla\cdot(\nabla A_i)=-\mu_0 J_i \tag{10}$$

则环向磁感应强度为

$$B_\theta=\left(\frac{\partial A_r}{\partial x}-\frac{\partial A_x}{\partial r}\right) \tag{11}$$

式中:A_x 为磁矢位轴向分量;μ_0 为真空磁导率;A_r 为磁矢位径向分量。

电流在流体中产生焦耳热项,即

$$E_{\text{joule}}=(i_x^2+i_r^2)/\sigma \tag{12}$$

式中：E_{joule} 为网格内焦耳效应产生的能量；i_x、i_r 为网格电流的轴向和径向电流密度。

电流输入边界条件由实验结果给出，将实验测得的电流数值，经间隔取点和一次函数插值后导入仿真。上述计算需要依靠 Fluent 中的用户定义标量场(UDS)实现，部分变量在用户定义内存(UDM)中存储。求解使用 Fluent 2022 R2 版本。

1.2　等离子体材料参数的获取与导入

等离子体材料参数方面，根据领域内对熔断器电弧的光谱分析，确定了电弧在稳定燃弧阶段的谱线主要来自硅元素，即稳定阶段的熔断器电弧是一种以二氧化硅蒸气为主的气体电弧[34]。为此补充假设，电弧组分主要以二氧化硅等离子体为主。

仿真需要的参数包括数密度、黏度、热导率、电导率和比热。在此主要介绍材料参数的获取和导入过程。

100%二氧化硅等离子体的密度参数获取过程如下，其由数密度计算而来，这一方法根据理论计算得到的不同温度、不同压力的数密度(参考文献[30]获取)，再根据数密度中各个粒子的数量和每种粒子的质量，计算得到气体的密度。随后，为了减少查表过程，提高仿真运行中的运行效率，将密度曲线取点，以公式方式输入到用户定义函数(UDF)中。最后，利用一阶线性插值法计算 $1.013\ 25\times10^5$～$3.039\ 75\times10^6$ Pa、0～30 000 K 之间的密度参数。得到的密度在 $1.013\ 25\times10^5$ Pa 和 $3.039\ 75\times10^6$ Pa 下、5 000～30 000 K 温度对应的曲线如图 3 所示。

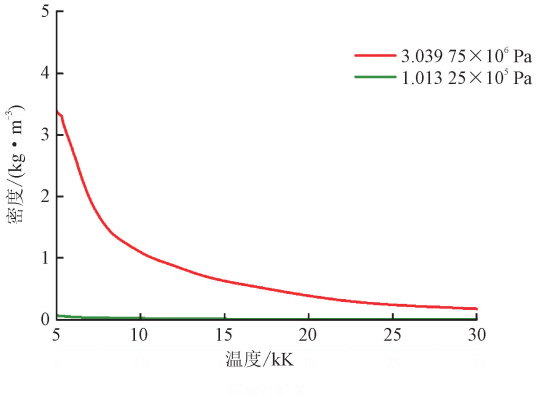


图 3　不同压力下 100%二氧化硅等离子体的密度随温度的变化

Fig. 3　Comparison of density of 100% silica plasma with temperature at different pressures

类似地，100%二氧化硅等离子体材料的电导率、热导率和黏度均通过理论计算在文献[30]中给出，需要获得不同气压和温度下的曲线并进行拟合，最后输入 UDF 中。由于文献[30]中给出了不同压力下的数值，同样采用一阶线性插值方法求取任意压力数值下的材料参数。图 4 中展示了黏度、电导率和热导率参数图线。比定压热容由密度和温度共同确定。

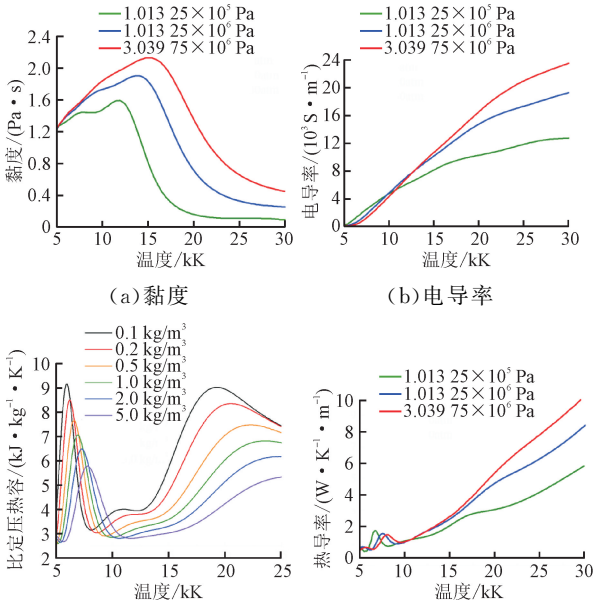


图 4　不同压力下 100%二氧化硅等离子体物性参数随温度的变化

Fig. 4　Comparison of physical parameters of 100% silica plasma with temperature at different pressures

上述数据在仿真计算中以 UDF 加载。而 Fluent 的通常材料设置方法中，只能考虑温度对材料参数的影响，无法考虑压力对材料参数的影响，还需要使用用户定义真实气体模型(UDRGM)。取得上述数据后将数据以函数拟合的方式，加入 Fluent UDF，并在使用前激活 UDRGM 模块即可。

基于上述内容，直流限流熔断器的二维轴对称磁流体动力学模型的基本框架已经建立起来，但还需要几何设置、压力边界条件、电流输入条件和电弧发展速度等数据作为支撑。上述内容将通过第 2 节的实验环节获取。

2　直流熔断器燃弧实验与仿真设置

2.1　实验观测容器的结构与操作流程

实验观测容器如图 5 所示，观测容器由容器、容器盖、观察窗(石英玻璃)、铜制夹具、熔体和压力传感器和螺栓构成。熔体使用铜材质，长度为100 mm，其狭颈形状为圆形，狭颈宽度为 0.2 mm，圆形开孔直径为 2 mm，则熔体带宽度为 2.2 mm。整体结构与图 1(b)展示的单狭颈直流熔断器类似。

该观测容器投入使用前的操作流程如下：①每次实验前使用金属夹具将铜熔体夹持固定，再将熔体-夹具置入容器的凹槽中；②将容器盖对准容器，使用螺栓固定，将容器密封，由填砂孔向观测容器中填入石英砂。填充过程中使用振动台（HX/ZD-F，50 Hz）将石英砂摇匀并密封，使观测容器中的填充密度达到 1.65 g/cm^3 以上，与实际生产的熔断器水平一致；③最后将该观察容器接入电路完成准备。

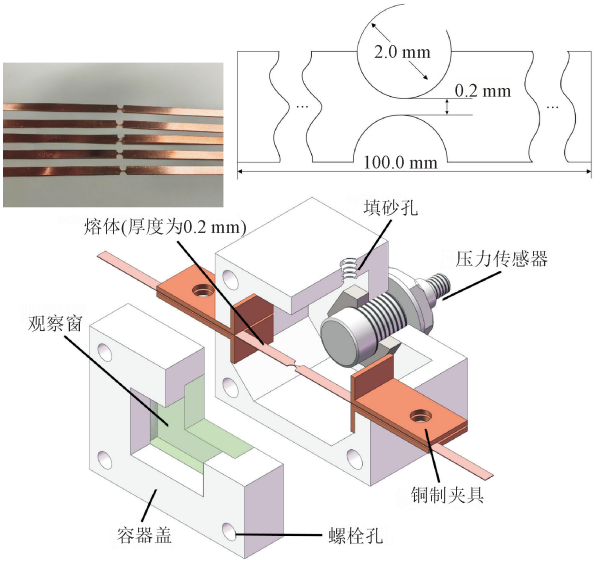


图 5 实验观测容器的装配体三维模型

Fig. 5 Three-dimensional assembly model of the experimental observation container

2.2 实验电路建立

为了获取建立模型所需燃弧过程的电流输入条件与压力边界条件，本节介绍直流熔断器燃弧过程实验的电路搭建。实验电路和现场如图 6、图 7 所示。

该直流熔断器测试平台电源由电容-电感组构成，其中电容为 100 mF，由 20 个 5 mF 电容并联得到；电感为 100 μH，由 2 个 50 μH 的电感串联得到。使用 1 台额定电压为 3.6 kV 的真空接触器作为电源与电路的隔离开关；1 台 2 kV/20 kA 峰值耐受晶闸管作为实验电路的主控制器件，用于控制电路的导通，控制信号由信号发生器发送。模拟熔断器工作的观测容器串联入电路中，其上装有压力传感器（CY-YD-205），测压范围为 0～60 MPa，能够获取起弧后熔融石英砂边界层扩张并经由固体石英砂传递至传感器的压力；压力传感器的输出需要经过电荷放大器（YE5852，谐波失真率在频率低于 30 kHz 时小于 1%）处理后输出为电压信号，实验中压力传感器与电荷放大器组合后灵敏度为 10 V/MPa。

电路上还有一罗氏线圈（10 kA/5 V）采集通过观测容器的电流。观测容器两端的电压则由一高压探头（tekP6015A）采集。上述压力、电流和电压信号采集后，分别输出至示波器（tekMDO3014）的各个采集通道。观察容器外部的正对观察窗的位置，架设有一台高速摄影仪（Phantom v611，54 000 帧/s），用于拍摄电弧的发展情况。

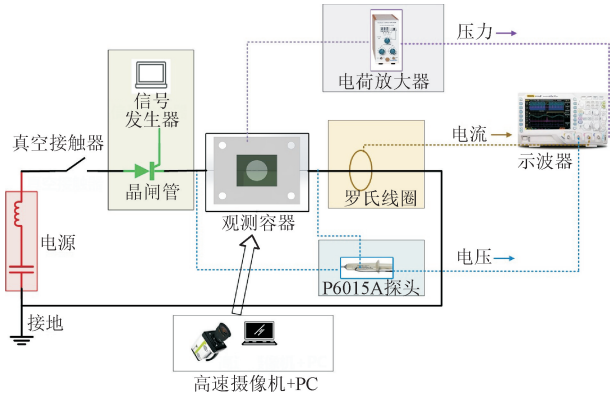


图 6 直流熔断器燃弧实验电路

Fig. 6 Circuit diagram of DC fuse arc burning test

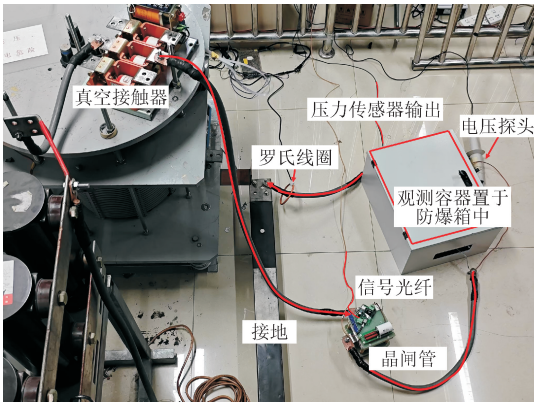


图 7 直流熔断器燃弧实验现场

Fig. 7 On-site picture of DC fuse arc burning test

2.3 实验测试与仿真压力、电流边界条件获取

基于前述实验平台进行测试。将电路连接好后，对电源电容充电。

工况 1 实验的电容预充电压为 100 V，对应的预期电流为 2.0 kA；工况 2 实验的电容预充电压为 150 V，对应的预期电流为 3.0 kA。闭合接触器，控制信号发生器对晶闸管发出导通信号，晶闸管导通，电流通过熔体，在狭颈处发生燃弧并将电

流开断。

两种工况下的电流、电压和压力随时间变化的波形汇总如图 8 所示。0 时刻电流开始上升，通过熔体的电流产生热效应加热熔体，直至熔体熔断并产生电弧。由于工况 2 对应的预期电流更大，上升率更高，因此熔体更快熔断，即对应的弧前时间更短。随后电流将达到峰值，工况 1 峰值为 827 A，工况 2 峰值为 1 019 A。起弧后，电压出现跃升，随后随着电弧的拉长不断增大，工况 1 的电压峰值为 154 V，工况 2 的电压峰值为 206 V。同时电弧膨胀将挤压石英砂，将压力传导至压力传感器，因此压力传感器也会出现阶跃和随着电弧发展的上升。最后，电流逐渐降低，电弧趋于熄灭，压力和电弧电压也将下降。

将上述数据整理，用于模型中边界条件设置。

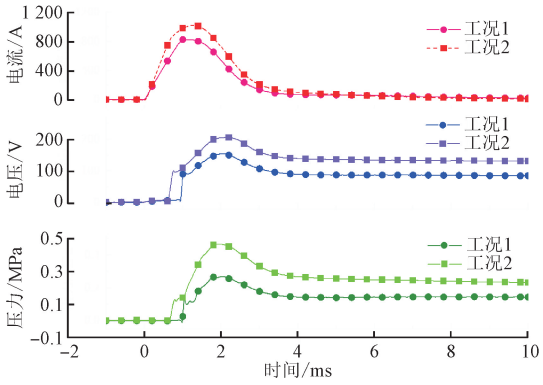


图 8　两种工况下的电流、电压和压力随时间的变化

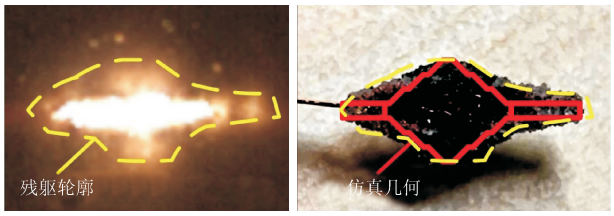
Fig. 8　Waveforms of current, voltage and pressure changing over time under two conditions

2.4　几何模型的选择与构建

传统气体断路器的仿真几何模型根据断路器设计确定，往往与设计图纸直接对应；直流限流熔断器的电弧仿真几何模型与电弧烧蚀、发展密切相关，没有设计图纸或固定形貌，必须参考熔断器燃弧后残躯的空腔结构。

在此有必要详细介绍直流限流熔断器电弧的发展过程：熔体上存在收窄的狭颈，故障电流通过狭颈时，由于局部热效应致狭颈熔断，由固态变为液态并最终变为气态，而当电流过大时金属也可能发生电爆炸。随后电弧进入燃弧阶段，中心位置产生电弧，高温电弧将熔化金属和石英砂，将金属和石英砂加热为蒸气，并进一步升温形成等离子体。此时中心位置在蒸气压和等离子体的膨胀压力下出现空腔，石英砂被挤压。随后，电弧开始沿熔体向两边发展，电弧持续燃烧并使周围的熔体与石英砂不断熔化、气化，空腔不断扩大。最终在电弧的高温下，从狭颈处到两侧熔体产生了连续的通道。由此可以得知，电弧空腔主要包含初始的电爆炸阶段形成的空腔，以及燃弧发展阶段形成的通道。

图 9(a)展示了使用高速摄影拍摄的电源电压为 150 V 时电弧完全发展时的形貌。其中的亮斑是电弧紧贴观察窗的部分，其余部分与观察窗有一定的距离，因此发光较为模糊。本文基于高速摄影拍摄的电弧发展过程和残躯形态，进行简化后得到了图 9(b)中的直流熔断器燃弧模型的几何结构。参考残躯外形，由于残躯具有一定厚度，可知中心位置为橄榄型结构的空腔，两端为电弧发展出的狭长通道，考虑到两端实际发展速度不同，在此补充假设：电弧向两端发展速度相同。



(a)工况 2 下直流熔断器电弧形态摄影　　(b)将残躯形态简化为几何模型

图 9　工况 2 下电弧与残躯形态

Fig. 9　Shape of arc and residue under condition 2

2.5　网格、边界条件与初始条件设置

几何结构、边界条件与初始条件设置如图 10 所示，将几何结构导入网格剖分环节，使用结构化网格剖分方法，网格尺寸为 0.05 mm 左右(包含动网格生成网格)，剖分完成后设置边界条件与初始条件。

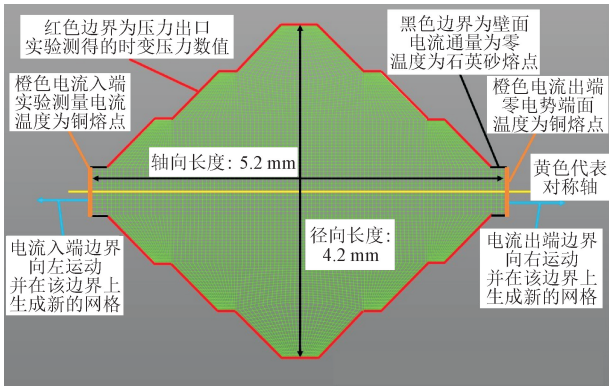
图 10(a)中边界条件主要考虑电流边界和压力边界条件，其中电流边界为左端电流输入，输入数值为实验得到的电流数值，除以该边界的截面积，即可得到端面网格的输入电流密度，积分后得到通过该端面的电流数值，与图 8 中电流波形对应；右端为电流输出，设置为电势零点。这种设置方式将原本的电容-电感电源简化为理想的电流源，能够提高仿真的稳定性，使得仿真在燃弧初始阶段不易发散。

压力边界条件设置为图 8 实验得到的数值，数值随时间不断变化；与气体断路器仿真相比，气体断路器的压力边界条件往往为压气室的固有充气压力。

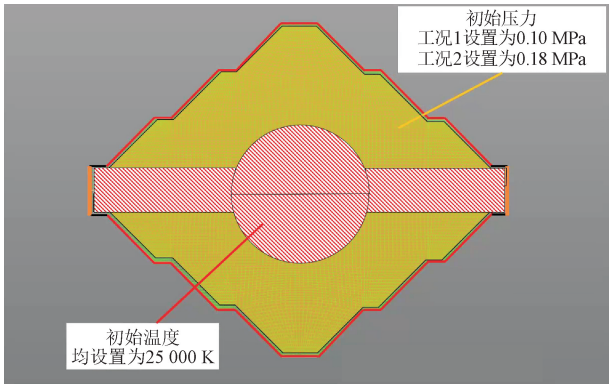
图 10(b)中初始条件方面，考虑到初始压力数

值，将仿真域内的初始时刻的压力设置为起弧时刻对应测得的压力数值；初始温度为模拟起弧阶段的状态，将中心位置的圆形区域和和延伸的通道设置为 25 000 K，仿真温度上限为 30 000 K。

左右边界动网格的运动速度设置根据图像拍摄和残躯测量得到的平均速度，电源电压为 100 V、预期电流为 2.0 kA 的平均速度为 0.6 m/s，电源电压为 150 V、预期电流为 3.0 kA 的平均速度为 1.2 m/s。



(a)网格剖分和边界条件设置



(b)初始化条件设置

图 10 几何结构、网格剖分、边界条件与初始条件设置

Fig. 10 Geometric structure, mesh generation, boundary conditions, and initial condition setup

3 仿真结果与分析

3.1 仿真温度场云图展示

基于工况 1 测得的压力与电流，设置仿真边界条件，仿真步长为 10^{-6} s、每一步迭代次数为 200 来运行仿真。仿真得到的温度场云图如图 11 所示，通过温度场分布可以得知电弧分布情况。温度场云图显示：仿真起弧时刻 t_0 ～ t_0 + 0.5 ms 时刻，电流较大，电弧区域温度普遍较高，起弧后电流开始下降，且部分高温物质在靠近边缘的区域冷却，电弧边界开始缩小，中心高温区收缩。t_0 + 2.0 ms 时刻，电弧进一步收窄，中心位置温度快速降低。t_0 + 2.5 ms 时，中心位置已经降温至 20 000 K 以下，弧根位置由于燃弧通道狭窄，电流密度较大，发热量较大，依然保持较高的温度；随后电流继续下降，t_0 + 3.5 ms 时电弧高温区在波动中不断缩小，弧根部仍有波动变化的痕迹，t_0 + 4.5 ms 时电弧趋于平稳。

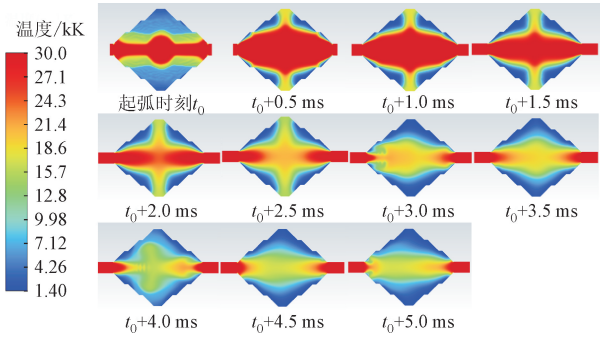


图 11 工况 1 对应仿真在 t_0～t_0 + 5.0 ms 的温度场云图

Fig. 11 Temperature field cloud map of the simulation corresponding to condition 1 from t_0 to t_0 + 5.0 ms

图 12 进一步展示了图 11 云图中电弧中心位置的温度随时间的变化情况。开始阶段，电流密度不断增大，电弧中心温度较高，达到仿真上限值。t_0 + 1.75 ms 时电弧温度开始下降，随后电弧温度波动下降，2.90 ms 时电弧温度波动至峰值 19 741.3 K，之后温度峰值进一步降低，t_0 + 4.62 ms 时温度波动谷值为 15 324.0 K。

文献[8]中实验测得的熔断器电弧温度可达 15 000～25 000 K，仿真得到的温度在上述结果范围内。

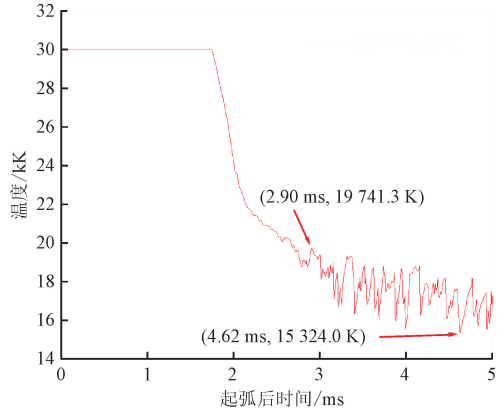


图 12 仿真云图中心位置电弧温度随时间的变化

Fig. 12 Curve of the arc temperature at the center of the simulated cloud map varying with time

3.2 工况 1 实验仿真波形对比

将上述仿真的输入电流波形、得到的电压波形

与工况 1 得到的电流电压波形对比，如图 13 所示。

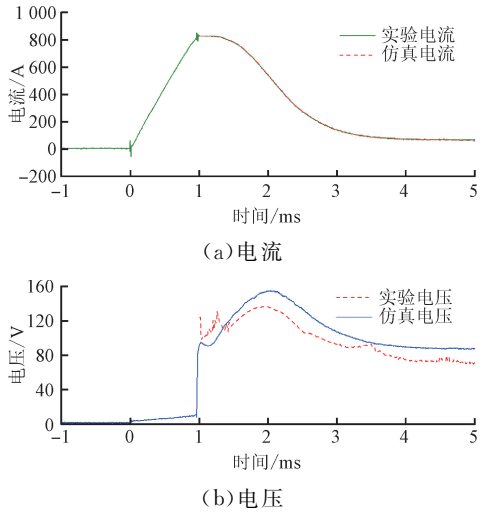


图 13　工况 1 下实验结果与仿真结果对比

Fig. 13　Comparison of experiment and simulation results under condition 1

仿真电压波形显示在起弧后，电弧电压在 1.01 ms 时刻由 124 V 开始上升，起弧后于 1.94 ms 上升至峰值 136.57 V，随后开始下降。5 ms 时刻已经下降至 70 V。

实验波形显示，电弧电压在 0.97 ms 时刻由 78 V开始上升，0.056 ms 后达到 96 V，随后略有下降。起弧后 1.07 ms 在上升至峰值 155 V，随后开始下降。3 ms 时刻下降至 107 V，5 ms 时刻约为 88 V。

从上述波形对比可以得知，仿真电弧电压峰值相对实验峰值偏低 11.9%，仿真峰值时刻提前约 0.08 ms。实验误差主要来源于弧根位置电导偏高引起的电弧电压偏低。

3.3　工况 2 实验仿真波形对比

基于工况 2 实验测得的压力与电流，设置仿真边界条件来运行仿真。将仿真的输入电流波形、得到的电压波形与实验得到的电流、电压波形对比，如图 14 所示。

仿真波形显示，起弧后电弧电压在 1.01 ms 时刻由 118 V 开始上升，起弧后 1.87 ms 时刻上升至峰值 192.84 V，随后开始下降。4.6 ms 时刻已经下降至 132 V。实验波形显示，电弧电压在 0.70 ms 时刻由 100 V 开始上升，2.17 ms 时刻达到峰值 206.21 V，随后开始下降，4.5 ms 时刻下降至 137 V。

从上述对比可知，仿真峰值相对实验峰值的误差为 6.48%。相较工况 1 实验与仿真结果对比，在工况 2 下，实验与仿真结果更为接近，仿真结果更为准确。

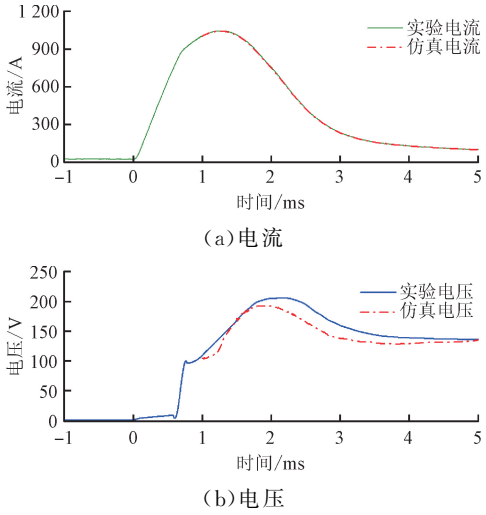


图 14　工况 2 下实验结果与仿真结果对比

Fig. 14　Comparison of experiment and simulation results under condition 2

3.4　仿真压力场分布展示

工况 1 下仿真起弧后 1 ms 时刻压力场云图如图 15 所示，在工况 1 下，仿真得到燃弧开始后 1 ms 时刻的压力场分布。图 15 中燃弧区域中存在 3 个压力较高点，分别为燃弧中心位置，压力约为 0.19 MPa；另外两个左右靠近弧根位置，压力约为 0.29 MPa。燃弧区域内其余位置压力明显低于燃弧中心或靠近弧根的位置。

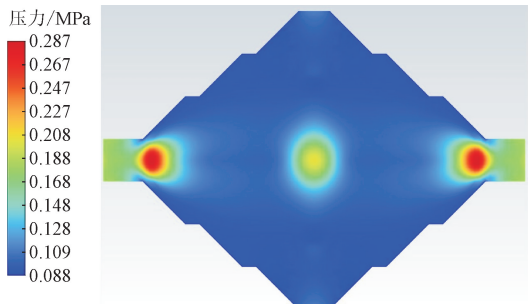


图 15　工况 1 下仿真起弧后 1 ms 时刻压力场云图

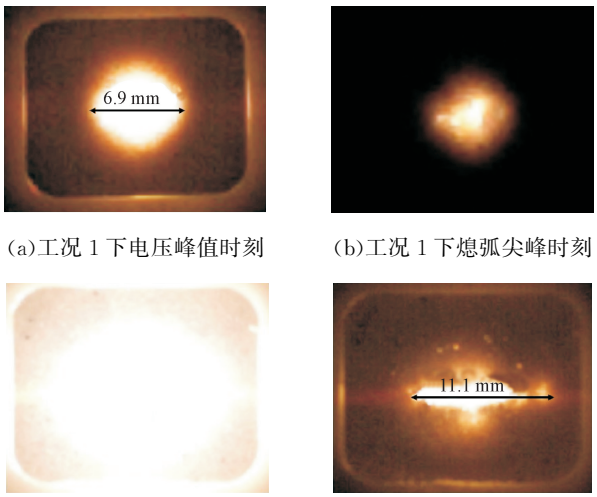
Fig. 15　Pressure field cloud map at 1 ms after arc initiation under condition 1 in simulation

根据温度场仿真结果可知，电弧中心位置为高温区域，高温电弧膨胀引起中心位置压力升高，挤压电弧由中心向四周扩散。同时，由于电弧受到石英砂的包裹和冷却，向四周运动时温度不断降低，最终形成了中心膨大、两端收窄的橄榄型的几何结构。弧根处两端收窄的几何结构使得高温电弧在这一区域聚集，引起压力的增大，因此有图 15 中的 3 个压力较

高点。这一特性有助于对熔断器电弧进行干预和控制。

3.5 燃弧图像展示

使用高速摄像拍摄了两种工况下的电弧图像，其电弧电压峰值时刻和熄弧时刻对应的图像如图 16 所示。图 16(a)展示了工况 1 下，电压峰值时刻的电弧图像，其轴向长度为 6.9 mm，整体呈橄榄形，图 16(b)显示工况 1 下，熄弧时燃弧中心始终为橄榄型，燃弧区域不断缩小；图 16(c)展示了工况 2 下，电弧电压峰值时刻的图像，由于弧光较强难以判断电弧形态，图 16(d)展示了熄弧时刻的电弧形态，电弧轴向长度可达 11.1 mm，整体呈长条状。



(a)工况 1 下电压峰值时刻　(b)工况 1 下熄弧尖峰时刻

(c)工况 2 下电压峰值时刻　(d)工况 2 下熄弧尖峰时刻

图 16　两种工况下电弧在电压峰值和熄弧时刻的图像

Fig. 16 Images of the arc at the voltage peak and the moment of arc extinction under two conditions

燃弧图像表明，增大电源电压和输入能量，将对直流熔断器电弧的轴向长度产生影响，改变电弧形态。

4 讨　论

通过对比图 16(b)和图 16(d)的电弧形态差别，可以发现二者的电弧长度存在较大差异，该电弧形态的差异形成的原因可由图 15 的压力场云图解释。

电流通过直流熔断器并熔断狭颈，首先在狭颈中心位置起弧，形成球形的初始燃弧区域，并使中心位置的电弧向周围扩张。图 15 表明，在电弧沿熔体发展、石英砂冷却和限制作用下，弧根位置收窄，在局部形成了类似喷口的几何结构。在这一位置电弧等离子体聚集、压力增大，沿弧根位置持续扩张，令电弧长度持续增加，电弧形态发生明显改变。

直流电弧电压公式如下

$$U_h = nU_0 + El \tag{13}$$

式中：U_h 为气体电弧电压；n 为串联电弧数，此处为单狭颈熔断器，故 n 取 1；U_0 为电弧近极压降。

由式(13)可知，电弧电压随着电弧长度 l 的增加而增大。同时，电弧长度 l 增加也引起电弧与石英砂接触面积增大，从而增大了电弧内的电场强度 E。E 和 l 的增大均有助于提高直流电弧电压，促进电弧冷却熄灭。

反之，如果石英砂填充密度较低，则电弧在初始的径向扩张阶段无法被有效限制，电弧的燃弧区域将会向着电流的垂直方向扩展，也无法被迅速拉长、产生高电弧电压。根据直流电弧熄灭原理，当电弧电压高于电源电压时，电流将开始下降，且电弧电压越高电流下降速度越快，因此电弧电压低，不利于开断直流电流。

基于这一发现，提高直流熔断器开断能力可通过限制电弧径向发展并使其向轴向扩张、增大电弧压力、人工制造喷口结构等方法。这些方法将提高直流熔断器的开断能力，推动直流熔断器设计水平的提升。

5 结　论

为了深入研究直流熔断器燃弧过程，赋能直流熔断器的研发应用，本文将流场、热场和电磁场耦合，结合实验得到的边界条件和几何模型，建立单狭颈直流限流熔断器燃弧过程的二维轴对称磁流体动力学模型。本文的直流限流熔断器燃弧仿真计算误差较小，基于仿真结果解释了实验现象，提出了直流限流熔断器的改进方向，本文的主要结论如下。

(1)基于熔断器燃弧特性观测平台，获取了燃弧过程的电特性、压力特性和电弧发展过程，建立了直流熔断器燃弧过程的二维轴对称磁流体动力学模型。两种工况对应的仿真电压峰值相对误差分别为 11.9%和 6.8%，燃弧区域中心温度由 30 000 K 降低至 15 546.6～19 741.3 K 之间，证明本仿真研究准确性良好。

(2)工况 1 下仿真得到燃弧区域中存在 3 个压力较高点，分别为燃弧中心位置，压力约为 0.19 MPa；另外两个左右靠近弧根位置，压力约为 0.29 MPa，形成原因是电弧高温膨胀，同时受到喷口状几何结构限制，引起局部压力相对其他位置更大。

(3)对比分析了不同条件下燃弧图像，结合压力场仿真结果，直流限流熔断器电弧受喷口状几何结

构限制，使得电弧拉长和电场强度增大，有助于提高电弧电压和开断电流。通过限制电弧径向发展并使其向轴向扩张、增大电弧压力、人工制造喷口结构等方法，有助于提高直流限流熔断器开断能力。

参考文献：

[1] 黄鑫健，耿英三，石晓光，等. 直流熔断器的研究现状与发展前景 [J]. 电器与能效管理技术，2019(2)：1-7.
Huang Xinjian，Geng Yingsan，Shi Xiaoguang，et al. Research status and development prospect of DC electric fuse [J]. Electrical & Energy Management Technology，2019(2)：1-7.

[2] 刘冉. 光伏发电用直流熔断器的额定电流计算方法与设计选型研究 [J]. 太阳能，2022(6)：80-84.
Liu Ran. Research on rated current calculation method and design selection of DC fuse for PV power generation [J]. Solar Energy，2022(6)：80-84.

[3] Sakuraba T，Chen Song，Beaudron N. Fuse protection for electrical energy storage with several strings in parallel [C]//2021 IEEE 12th Energy Conversion Congress & Exposition-Asia (ECCE-Asia). Piscataway，NJ，USA：IEEE，2021：2324-2327.

[4] 赖文辉，朱泽江. 电动汽车电池总输出端熔断器选型方法探讨 [J]. 日用电器，2017(增刊 1)：65-68.
Lai Wenhui，Zhu Zejiang. Discussion on fuse selection method for battery total output of electric automobile [J]. Electrical Appliances，2017(S1)：65-68.

[5] 叶丽娟，郭利群. 数据中心 UPS 电池汇流柜系统设计 [J]. 智能建筑电气技术，2023，17(1)：57-60.
Ye Lijuan，Guo Liqun. Design of UPS battery combiner cabinet system in data center [J]. Electrical Technology of Intelligent Buildings，2023，17(1)：57-60.

[6] 李兴文，高偲智，张照资，等. 低压直流开断技术研究综述 [J]. 高电压技术，2025，51(9)：4479-4493.
Li Xingwen，Gao Sizhi，Zhang Zhaozi，et al. Review of research on low voltage DC interruption technologies [J]. High Voltage Engineering，2025，51(9)：4479-4493.

[7] Saqib M A，Stokes A D，James B W，et al. Electron temperature and arc diameter in a sand-filled HBC fuse [J]. IEEE Transactions on Plasma Science，2011，39(7)：1619-1630.

[8] Fukai Y，Takayasu N，Maeyama M，et al. Measurement of arc temperature，electron density and electrical conductivity in fuse [C]//11th International Conference on Electric Fuses and their Applications. Aigaleo，Greece：University of West Attica，2019：1-5.

[9] 席泽文，武瑾，庄劲武，等. 直流熔断器电弧压力对电弧电导率影响的分析 [J]. 海军工程大学学报，2023，35(6)：34-39.
Xi Zewen，Wu Jin，Zhuang Jinwu，et al. Analysis of influence of arc pressure on arc conductivity of direct current fuse [J]. Journal of Naval University of Engineering，2023，35(6)：34-39.

[10] Milliere L，Chaix J M，Lavaud P. X-ray high speed imaging of arc lengthening under capacitor discharge [C]//11th International Conference on Electric Fuses and their Applications. Aigaleo，Greece：University of West Attica，2019：1-5.

[11] Ranjan R，Barrault M R. Axial electric-field measurements of d. c. arcs in current-limiting fuses [J]. IEE Proceedings C (Generation，Transmission and Distribution)，1980，127(3)：199-202.

[12] 张俊民，尚振球. 充石英砂熔断器管壁上的爆炸压力计算方法的研究 [J]. 上海电器技术，1995(2)：13-17.
Zhang Junmin，Shang Zhenqiu. Investigation of computation method of explosive pressure on tube wall of fuses filled by quartz sand [J]. Shanghai Electric Appliance Technology，1995(2)：13-17.

[13] 张俊民，尚振球，王其平. 石英砂熔断器开断过程中压力特性的研究 [J]. 电工技术学报，1999，14(5)：48-50.
Zhang Junmin，Shang Zhenqiu，Wang Qiping. Characteristics of pressure in fuse filled by quartz sand when breaking short circuit current [J]. Transactions of China Electrotechnical Society，1999，14(5)：48-50.

[14] Wright A，Beaumont K J. Analysis of high-breaking-capacity fuse link arcing phenomena [J]. Proceedings of the Institution of Electrical Engineers，1976，123(3)：252-257.

[15] 谢运祥，王季梅. 石英砂熔断器开断过程的电弧数学模型 [J]. 中国电机工程学报，1992，12(1)：27-33.
Xie Yunxiang，Wang Jimei. Mathematical model for arcing process of fuse [J]. Proceedings of the CSEE，1992，12(1)：27-33.

[16] Toniolo S B，Cantarella G. Conditions of maximum arc energy in operation of current-limiting fuses [J]. IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems，1969，88(2)：94-99.

[17] Rochette D，Clain S. Mathematical model and simulation of gas flow through a porous medium in high breaking capacity fuses [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow，2004，25(1)：115-126.

[18] Wang Nianchun，Ji Youzhang. The arc model in SiO_2 current-limiting fuse [J]. Plasma Science and Technol-

ogy，2001，6(3)：1019-1026.

[19] 黄鑫建. 直流限流熔断器过载电流开断特性的研究 [D]. 西安：西安交通大学，2020：74-82.

[20] 席泽文. 直流熔断器电弧压力产生机理及其对燃弧过程影响特性分析 [D]. 武汉：海军工程大学，2023：14-39.

[21] Tanaka T，Yamasaki M. Modeling of fuses for melting time and fusing current analysis [C]//INTELEC 2004. 26th Annual International Telecommunications Energy Conference. Piscataway，NJ，USA：IEEE，2004：671-675.

[22] 陈搏，庄劲武，肖翼洋，等. 基于半经验模型的高压限流熔断器电弧特性的计算与分析 [J]. 高电压技术，2014，40(1)：282-287.
Chen Bo，Zhuang Jinwu，Xiao Yiyang，et al. Calculation and analysis of high-voltage current-limiting fuse's arc characteristics based on semi-empirical model [J]. High Voltage Engineering，2014，40(1)：282-287.

[23] Li Dan，Qi Li. Energy based fuse modeling and simulation [C]//2013 IEEE Electric Ship Technologies Symposium (ESTS). Piscataway，NJ，USA：IEEE，2013：487-492.

[24] Deroualle J J. Modeling of high-speed fuses for selectivity study in DC shipboard power system [C]//2021 IEEE Fourth International Conference on DC Microgrids (ICDCM). Piscataway，NJ，USA：IEEE，2021：1-8.

[25] Alia S，Caudepon J，Lardé C，et al. Simplified spice model for fuse blow analysis [C]//2022 ESA Workshop on Aerospace EMC (Aerospace EMC). Piscataway，NJ，USA：IEEE，2022：1-5.

[26] Chevrier P，Barrault M，Fievet C. Hydrodynamic model for electrical arc modelling in circuit breakers [J]. IEEE Transactions on Power Delivery，1996，11(4)：1824-1829.

[27] Karetta F，Lindmayer M. Simulation of the gasdynamic and electromagnetic processes in low voltage switching arcs [J]. IEEE Transactions on Components，Packaging，and Manufacturing Technology：Part A，1998，21(1)：96-103.

[28] 徐建源，王其平. 喷口电弧二维动态数学模型及其应用 [J]. 电工技术学报，1993，8(2)：50-55.
Xu Jianyuan，Wang Qiping. Transient two-dimensional nozzle arc mathematical model and its application [J]. Transactions of China Electrotechnical Society，1993，8(2)：50-55.

[29] Fang M T C，Zhuang Q. Current zero behaviour of an SF6 gas-blast arc. I. laminar flow [J]. Journal of Physics D：Applied Physics，1992，25(8)：1197-1204.

[30] André P，Bussière W，Rochette D. Transport coefficients of Ag-SiO_2 plasmas [J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing，2007，27(4)：381-403.

[31] Colonna G，D'Angola A，Pietanza L D，et al. Thermodynamic and transport properties of plasmas including silicon-based compounds [J]. Plasma Sources Science and Technology，2018，27(1)：015007.

[32] 王季梅. 高压限流熔断器 [M]. 西安：西安交通大学出版社，1991：40-41.

[33] Wright A，Newbery P G. Electric fuses [M]. 3rd ed. Stevenage，Hertfordshire，UK：IET，2004：44-45.

[34] Inada Y，Fukai Y，Takayasu N，et al. Spatiotemporal evolution of electrical conductivity in current-limiting-fuse arc [J]. Journal of Physics：D Applied Physics，2023，56(50)：505205.

（编辑 武红江）