第 52 卷 第 2 期：931-939 高电压技术 Vol.52, No.2: 931-939
2026 年 2 月 28 日 High Voltage Engineering February 28, 2026
DOI: 10.13336/j.1003-6520.hve.20251027

大电流工况下真空电弧 Cu^+激发温度的时空分布实验研究

押鹏龙[1,2]，袁　召[1,2]，刘　姗[1,2]，吕添茂[1,2]，都　雨[1,2]，李　黎[1,2]
（1. 强电磁技术全国重点实验室(华中科技大学)，武汉 430074;
2. 脉冲功率技术教育部重点实验室(华中科技大学电气与电子工程学院)，武汉 430074）

摘　要：为精准诊断真空电弧特性并深入探究其关键调控机制，以提升真空开关设备的性能与可靠性，基于发射光谱原理构建了真空电弧 Cu II (Cu^+)激发温度光学诊断系统，分析了 Cu^+激发温度的二维时空分布特征，并揭示了电流幅值、触头开距及触头材料对其影响规律。实验结果表明：近阳极区温度与正弦电流波形保持同步变化，近阴极区温度在 0~6 ms 稳定维持在(12 500±1 000) K，随后随电流密度下降而降低，弧柱区温度演变呈现显著的电流依赖性特征，8 kA 时表现为梯形变化趋势，14/20 kA 时则转变为 U 形变化趋势。空间分布上，轴向温度分布在 8 kA 时呈现从阳极向阴极单调递增的线性变化，在 14/20 kA 时演变为两端高、中间低的特征；径向温度分布随电流的增大发生明显转变，由中心高温区逐渐向边缘环形高温区转变。电流幅值对温度的影响具有区域性差异，近阳极区温度随电流幅值增大呈线性增长，弧柱区与之相反，近阴极区在电流低于 16 kA 时随电流幅值增大而升高，超过 16 kA 后趋于稳定，表现出明显的饱和特性。触头开距缩短会促使弧柱区形成显著的射流结构，其核心区温度较外围区域高出 25%~30%。触头材料中 Cr 含量的增加会显著降低间隙内 Cu^+激发温度水平。该研究结果对深入理解真空电弧等离子体特性及其调控机制提供实验依据。

关键词：真空电弧；Cu^+激发温度；时空分布特性；等离子体诊断；发射光谱

Experimental Study on Spatiotemporal Distribution of Cu^+ Excitation Temperature in High-current Vacuum Arcs

YA Penglong[1,2], YUAN Zhao[1,2], LIU Shan[1,2], LYU Tianmao[1,2], DU Yu[1,2], LI Li[1,2]
(1. State Key Laboratory of Advanced Electromagnetic Technology (Huazhong University of Science and Technology), Wuhan 430074, China; 2. Key Laboratory of Pulsed Power Technology Ministry of Education (School of Electrical and Electronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology), Wuhan 430074, China)

Abstract: In order to accurately diagnose the characteristics of vacuum arcs and to further investigate their key regulatory mechanisms, thereby improving the performance and reliability of vacuum switching devices, this study established an optical diagnostic system for Cu II (Cu^+) excitation temperature in vacuum arcs based on emission spectroscopy, and analyzed the 2D spatiotemporal distribution of Cu^+ excitation temperature and its dependence on current amplitude, contact gap, and contact material. Experimental results show the near-anode temperature synchronizes with the sinusoidal current waveform, while the near-cathode temperature remains stable at (12 500±1 000) K for 0~6 ms before decreasing with current density. The arc column temperature exhibits distinct current-dependent characteristics with trapezoidal variation at 8 kA and U-shaped variation at 14/20 kA. Spatially, the axial temperature distribution displays a linear monotonic increase from anode to cathode at 8 kA, evolving into a pattern with higher temperatures at both ends at 14/20 kA, while the radial distribution transforms from a central high-temperature zone to an edge annular high-temperature zone with increasing current. Current amplitude affects temperature differently across regions: near-anode temperature increases linearly with current, and arc column shows opposite trend, while near-cathode temperature rises below 16 kA then stabilizes, demonstrating saturation. Reducing contact gap forms distinct jet structures with 25%~30% higher core temperatures. Increasing Cr content significantly lowers Cu^+ excitation temperature. These findings provide an experimental basis for understanding and controlling vacuum arc plasma characteristics.

Key words: vacuum arc; Cu^+ excitation temperature; spatiotemporal distribution characteristics; plasma diagnostics; emission spectroscopy

基金资助项目：国家自然科学基金(52177143)；国家重点研发计划(2022YFB2403700)。
Project supported by National Natural Science Foundation of China (52177143), National Key R&D Program of China (2022YFB2403700).

0 引言

从 20 世纪 90 年代开始，真空灭弧室凭借其开断容量大、可频繁操作、易于维修、环境友好、结构轻巧以及高可靠性等显著优势，在中压电力系统(3.6~40.5 kV)中得到了广泛应用[1-3]。真空灭弧室的开断过程本质上是真空电弧从起弧、燃烧到最终熄灭的时空演化过程。在此过程中，阴极作为等离子体源向间隙持续注入带电粒子，同时微观粒子间发生强烈的电磁相互作用、能量传递及热力学过程，这些因素的动态耦合共同决定了真空断路器的开断性能。为了提高真空灭弧室的开断性能并将其应用于高压电力系统，有必要对真空灭弧室中产生的真空电弧进行深入分析。

真空电弧的演变过程是触头材料微观粒子在电流开断过程中的动态输运行为，其等离子体完全来源于触头材料的蒸发和电离过程。阴极斑点区域的高电流密度和强电场共同作用，通过热电子发射与场致发射机制产生强电子流，同时引发大量金属蒸气喷射；高能电子与高密度的中性金属原子发生碰撞电离和激发，形成自持的等离子体放电通道，从而维持真空电弧的发展。近年来，对真空电弧微观粒子特性开展了大量的实验研究，主要包括探针法[4-5]、吸收光谱法[6-9]、Shack–Hartmann 测量法[10-12]和发射光谱法[13-24]等。

文献[4]利用平面环和法拉第环 2 种形状的探头对真空开关电弧电子温度、热速度和密度等参数进行估算。文献[5]使用探针测量系统对弧后等离子体进行诊断，确定弧后初始电子数密度范围为 10^{16}~10^{17} m^{-3}，衰减时间为 30~40 μs。探针诊断法虽然装置简单，所测参量多，但容易对电弧等离子体产生较大的干扰，应用面受到很大限制。文献[6]采用光谱吸收法测量 CuCr 触头间隙的 Cr 蒸气分布，发现扩散模式下 Cr 蒸气数密度在电极附近最高(峰值为 2.5×10^{18} m^{-3})，随电流减小逐渐降低，电流过零时呈现均匀分布的特点(约为 3×10^{17} m^{-3})；大电流模式下阳极附近数密度最低，转为扩散模式后因熔区蒸发作用显著升高(过零时达 4×10^{18} m^{-3})。文献[7]通过对 Cr I(Cr 原子) 425.43 nm 和 Cu I(Cu 原子)327.39 nm 谱线的测量发现：电流过零时 Cr I 数密度约为 4.3×10^{18} m^{-3}，Cu I 数密度约为 4×10^{18} m^{-3}，并认为金属蒸气数密度的衰减速率与触头材料相关。文献[8-9]比较了不同的燃弧模式下 Cr 蒸气密度的变化，发现电流零点后的 Cr 蒸气密度远低于燃弧阶段。然而吸收光谱法只能获取基态原子的密度信息，无法测量高能电子和激发态粒子。文献[10-12]使用 Shack-Hartmann 波前传感器对电子数密度和金属蒸气密度进行测量，但由于其技术特点，测量结果空间分辨率受限并且容易受到环境干扰。文献[13-17]研究了真空电弧扩散模式到高电流阳极模式的转变过程中，Cu I、Cu II (Cu^{+})、Cu III (Cu^{2+})谱线强度变化以及轴向分布特性，并通过分析谱线的展宽确定了电子数密度的演变。文献[18]研究了真空电弧在 350~810 nm 波长范围内各种金属粒子特征谱线的轴向分布特性。由于光谱仪狭缝的限制，上述诊断结果只能得到一维的特征谱线和粒子数密度，无法准确反映整个间隙微观粒子的时空演变特性[13-18]。文献[19-24]通过高速相机配备带宽干涉滤光片的方法，实现了真空电弧微观粒子参数的二维分布诊断。文献[19-20]采用特定波段的干涉滤光片，获得 Cr I、Cu I 和 Cu II 谱线辐射强度的二维分布特性。文献[21]利用电子韧致辐射特性，通过双比色法测得 8 kA 中频真空电弧峰值时刻电子温度处于 0.5~3 eV 之间，电子数密度量级为 10^{20}~10^{21} m^{-3}。文献[22-24]利用原子与离子的受激辐射特性，使用多片带宽滤光片进行诊断，获得了原子与离子激发温度的二维分布特性。现有关于 Cu^{+}激发温度二维分布特性的诊断研究存在明显的电流范围局限性，其研究对象主要集中在 5 kA 以下的小电流工况，尚未系统开展大电流工况下(>6 kA)真空电弧 Cu^{+}激发温度时空演化特性的实验研究。

本研究基于真空电弧等离子体发射光谱理论，搭建了一套基于成像分离技术的 Cu^{+}激发温度诊断系统。该诊断系统通过双波长同步测量技术，实现了真空电弧 Cu^{+}激发温度二维时空分布特性的测量。基于该诊断系统，本研究获得了 6~20 kA 电流范围内 Cu^{+}激发温度的时空演化特性，系统揭示了电流幅值、触头开距及触头材料对 Cu^{+}激发温度分布的影响规律，为理解真空电弧微观粒子输运特性提供实验依据。

1 诊断原理

当等离子体中的某种粒子从高能态 k 跃迁至低能态 i 时，会发射具有恒定波长的 λ_{ki} 光，发射强度

I_{ki} 可表示为：

$$I_{ki} \propto h\frac{c}{\lambda_{ki}}A_{ki}n_k \tag{1}$$

式中：h 为普朗克常量；A_{ki} 为不同能级之间的跃迁概率；c 为光速；n_k 为处于 k 能态粒子的数量。

当等离子体处于热力学平衡或者局部热力学平衡时，粒子遵循玻耳兹曼分布，此时处于 k 能态的粒子数 n_k 与粒子总数 n 之间的关系可表示为：

$$\frac{n_k}{n}=\frac{g_k}{Z(T_{ex})}\exp\left(-\frac{E_k}{k_BT_{ex}}\right) \tag{2}$$

式中：g_k 为该能级的统计权重；E_k 为该能级的激发能；$Z(T_{ex})$为粒子的配分函数；T_{ex} 为系统温度；k_B=1.38×10^{-23} J/K，为玻耳兹曼常数。

将式(1)代入式(2)并取对数，可以得到：

$$\ln\left(\frac{I_{ki}\lambda_{ki}}{g_kA_{ki}}\right)=-\frac{1}{k_BT_{ex}}E_k+C \tag{3}$$

式中：C 为和 n、$Z(T_{ex})$有关的常量，与谱线的选择无关。以 E_k 为横坐标，以 $\ln(I_{ki}\lambda_{ki}/g_kA_{ki})$为纵坐标画出玻耳兹曼曲线，通过计算曲线斜率可以推导出系统温度 T_{ex}。

2　诊断平台

2.1　实验设置

实验电路如图 1 所示，主要由电流源(包含电容 C_s、电感 L_s)、真空灭弧室和触发回路(包含电容 C_r、开关 K_r、脉冲变压器 T_r) 3 部分组成，电流源通过 LC 振荡回路产生工频电流，通过调节 C_s 的充电电压可获得 6~20 kA 范围内不同幅值的工频电流。

实验采用可拆式真空灭弧室结构，其内部真空度维持在 8×10^{-5}~2×10^{-4} Pa 的高真空环境。灭弧室配备有 CuCr25 和 CuCr50 这 2 种不同材质的合金触头，如图 2 所示，以便对比研究不同触头材料的 Cu^+激发温度特性。与传统机械操作机构产生的电弧不同，本实验采用三电极触发器引弧方式：触发回路产生高压脉冲，击穿触发电极和主间隙阴极之间的短间隙，形成初始等离子体通道，从而实现稳定可靠的电弧引燃。

2.2　光学诊断系统

为验证真空电弧等离子体的玻耳兹曼分布特性，本研究建立了一套基于普林斯顿光谱仪和 Phantom 高速相机的一维光谱诊断系统，如图 3 所示。实验选取 11 条特征 Cu^+谱线(波长范围为 440~650 nm)进行激发特性分析，各谱线参数详见

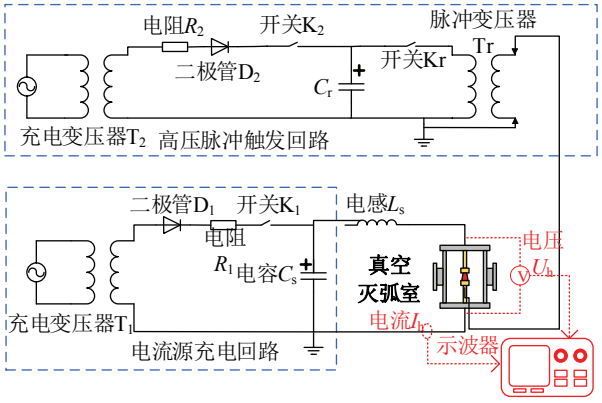


图 1　实验电路图

Fig.1　Experimental circuit diagram

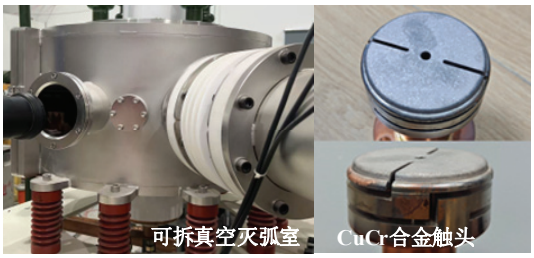


图 2　可拆灭弧室和触头实物图

Fig.2　Physical drawing of detachable interrupter and contacts

表 1(数据源自 NIST 原子光谱数据库[25])。图 4 为一维光谱诊断结果，通过玻耳兹曼曲线拟合分析发现，具有相近激发能级的数据点呈现良好的线性聚集特征，如图 5 所示，这一结果充分证实真空电弧中 Cu^+的能级分布遵循玻耳兹曼统计规律。

根据式(3)，计算 Cu^+激发温度至少需要同时获取 2 个波长的辐射强度，为了保证电弧数据的同步性和一致性，设计了一种图像分离装置。它实现了在 1 个实验中同时采集 2 个不同波长的电弧数据，消除多次实验引起的拍摄方向、光学元件和实验随机性等实验误差，实验效率和测量显著提高。分离装置由二向色镜、2 个窄带滤光片和平面镜组成，如图 3 所示。二向色镜的截止波长 585 nm，2 个窄带滤光片中心波长为 627.36 nm 和 450.55 nm，半高全宽(full width at half maximum，FWHM)为 1 nm。真空电弧光束经分光装置进入高速相机，获得仅含 627.33 nm 和 450.60 nm 波长 Cu^+谱线辐射强度的二维分布图。高速相机的帧率为 20 000 帧/s，空间分辨率为 1 280 像素×300 像素，考虑到 2 个窄带滤光片参数的差异，需要使用卤钨灯标定来消除不同组件对实验结果的误差。

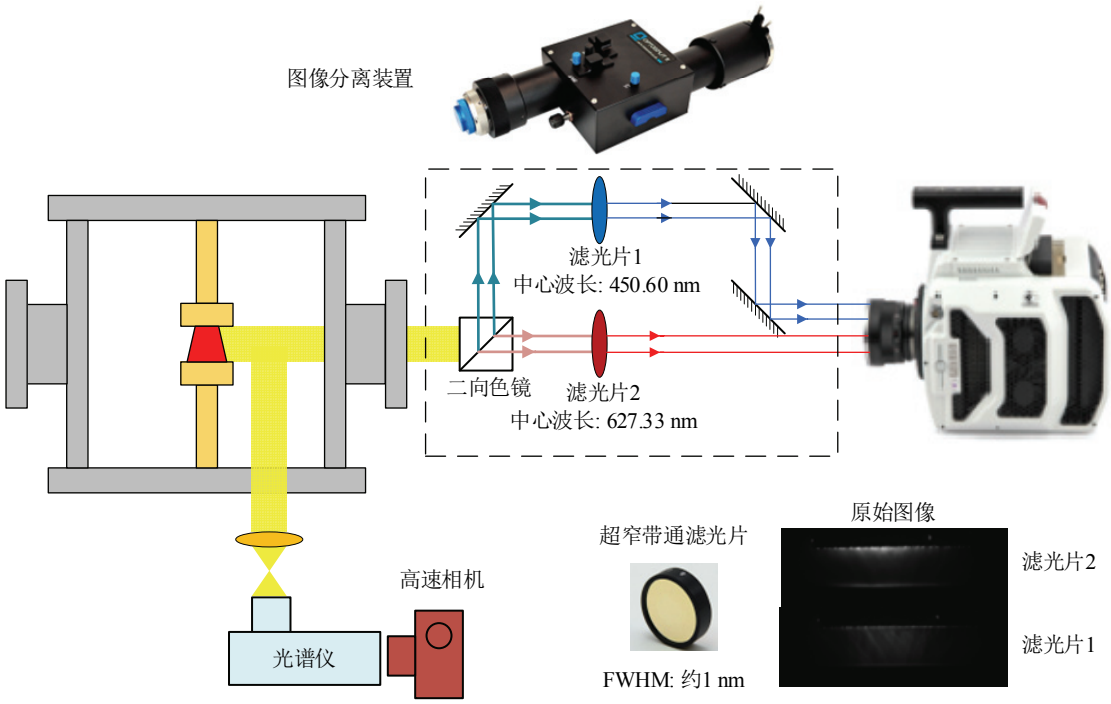


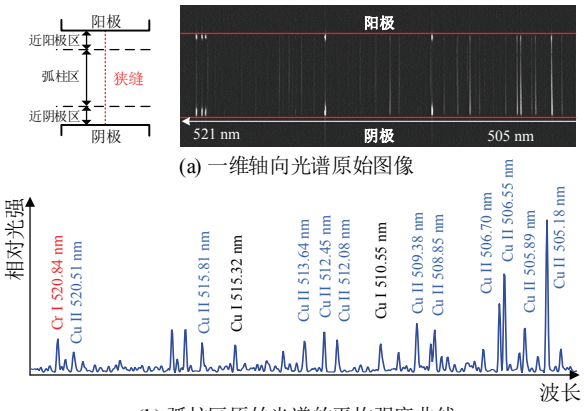
图 3 光学诊断系统示意图

Fig.3 Schematic diagram of the optical diagnostic system

表 1 Cu^+谱线数据信息

Table 1 Cu^+ spectral line data information

波长 λ/nm	g_kA_{ki}/s^{-1}	精确度/%	E_k/eV
630.10	9.0×10^8	≤18	16.952 99
627.33	1.17×10^9	≤18	17.220 45
508.85	3.4×10^8	≤40	17.127 16
506.71	8.61×10^8	≤18	17.143 41
506.55	1.45×10^9	≤18	17.138 23
505.18	1.70×10^9	≤18	16.882 9
488.97	9.5×10^5	≤25	10.956 23
483.22	7.5×10^5	≤25	10.986 37
475.84	1.3×10^6	≤25	11.026 16
455.60	3.6×10^6	≤25	10.986 37
450.60	1.9×10^6	≤25	10.986 37



(a) 一维轴向光谱原始图像

(b) 弧柱区原始光谱的平均强度曲线

图 4 一维光谱诊断典型结果

Fig.4 Typical results of one-dimensional spectral diagnosis

3 实验结果与分析

3.1 Cu^+激发温度的时空分布特性

图 6 展示了 8、14 kA 和 20 kA 这 3 种典型电流工况下 Cu^+激发温度的时空演化特性。根据真空电弧的物理特性，本研究将整个触头间隙划分为 3 个特征区域——近阴极区、弧柱区和近阳极区进行详细分析。实验结果表明：近阴极区温度分布在 11 500~13 500 K 之间，其温度场呈现显著的离散点状辐射特征，这种非均匀分布模式与阴极斑点的动态运动行为直接相关，具体而言，阴极斑点的高电流密度导致局部剧烈蒸发和电子发射，形成瞬态高温区，而斑点的快速迁移则使得温度分布呈现动态离散特性；弧柱区温度分布呈现显著的射流束特征，阴极斑点产生的等离子体射流在自生磁场作用下发生箍缩效应，导致射流核心区域电流密度增大，从而产生较高的激发温度；近阳极区温度分布在 10 500~12 500 K 之间，与近阴极区相比，其温度场表现出更好的空间均匀性，这种均匀分布主要归因于阳极表面电子轰击过程的均匀性，使得能量沉积分布更为一致。文献[23]的研究结果表明，在小电流工况(1~3.5 kA)下，近阴极区和近阳极区仍分别呈

现点状和均匀特征，这与大电流工况下的观测结果高度一致。

图 7 展示了近阴极区、弧柱区和近阳极区 3 个区域的平均温度随时间的变化规律。结果表明：近阳极区温度的时间演化特性与正弦电流波形高度相符，呈现明显的同步变化趋势；近阴极区温度在初始阶段(0~6 ms)维持在(12 500±1 000) K 的稳定区间，随后随正弦电流进入下降阶段而降低；弧柱区温度演化呈现显著的电流幅值依赖性：在 8 kA 工况下，温度呈梯形变化趋势，即先上升至一定值后保持相对稳定，最终缓慢下降；而在 14 kA 和 20 kA 工况下，温度变化则转变为 U 形变化趋势，表现为先下降后上升的动态过程。

图 8 和图 9 分别展示了电流峰值时刻 Cu^+激发温度的轴向与径向分布特性。结果表明：8 kA 工况下温度轴向分布呈现从阳极到阴极单调递增的趋势；当电流增至 14 kA 和 20 kA 时，近阴极区和近阳极区温度分别显著提升，而弧柱区温度明显下降，形成“两端高、中间低”的分布特征。径向分布方面，近阴极区和近阳极区在不同电流工况下均保持中心高、边缘低的典型分布；而弧柱区则呈现显著的电流依赖性分布特征：8 kA 时表现为中心高温区，在 14 kA 和 20 kA 时转变为边缘高温的环形分布。

在大电流工况下，弧柱区与近阴极区的温度演变表现出不严格跟随电流变化的特征，这与小电流工况(I_p=1.5 kA)的观测结果一致[22]。除此之外，8 kA 工况下的温度空间分布特征与小电流工况(I_p 为 1.5~2.5 kA)具有相似性[23]，但随着 I_p 增大，弧柱区温度显著低于其他区域。该时空分布特性的差异主要与阴极斑点射流的高密度粒子特性和离子-电子碰撞能量交换有关，相关物理机理分析将在 3.2 节详细阐述。

3.2　电流幅值对激发温度的影响

图 10 显示了峰值时刻近阳极区、弧柱区和近阴极区的平均温度随电流幅值(I_p 为 6~20 kA)的变化规律。实验研究对比表明，在小电流工况下，激发温度随 I_p 的增加呈现显著上升趋势[23]，然而本研

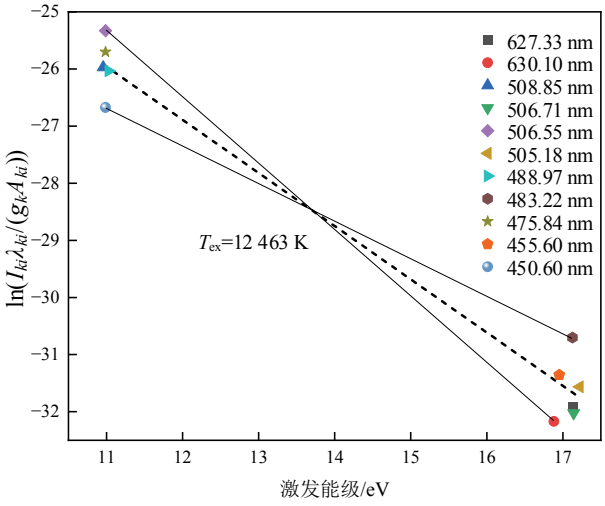
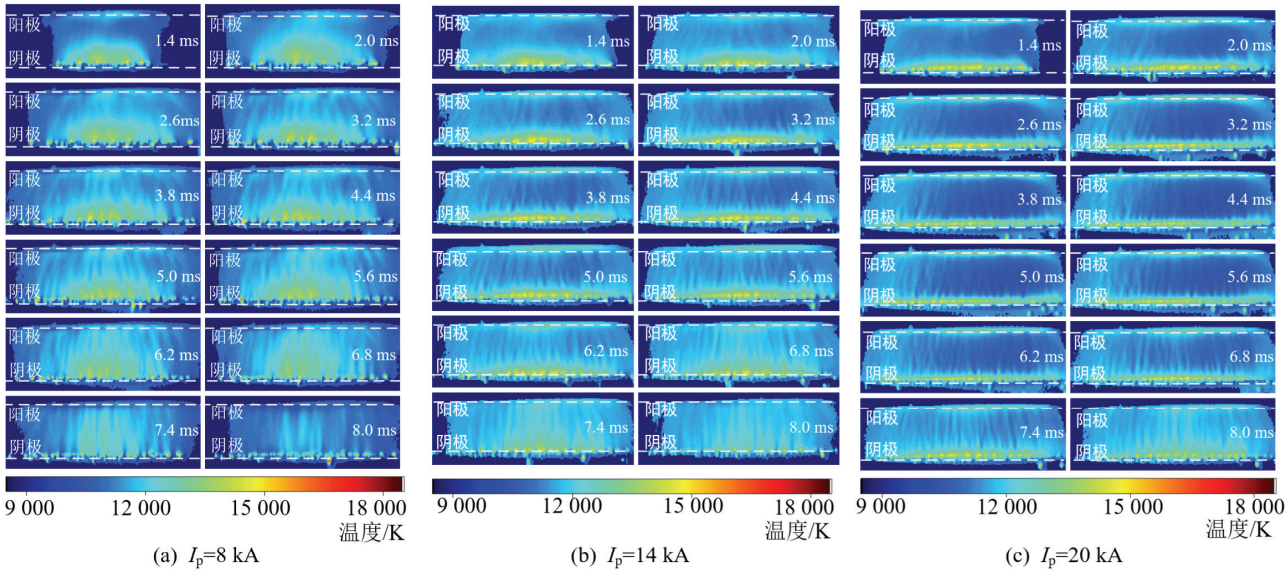


图 5　11 个能级的玻耳兹曼分布图

Fig.5　Boltzmann distribution for eleven energy levels



(a) I_p=8 kA　(b) I_p=14 kA　(c) I_p=20 kA

图 6　Cu^+激发温度的时空分布特性

Fig.6　Characteristics of temporal and spatial distribution of Cu^+ excitation temperature

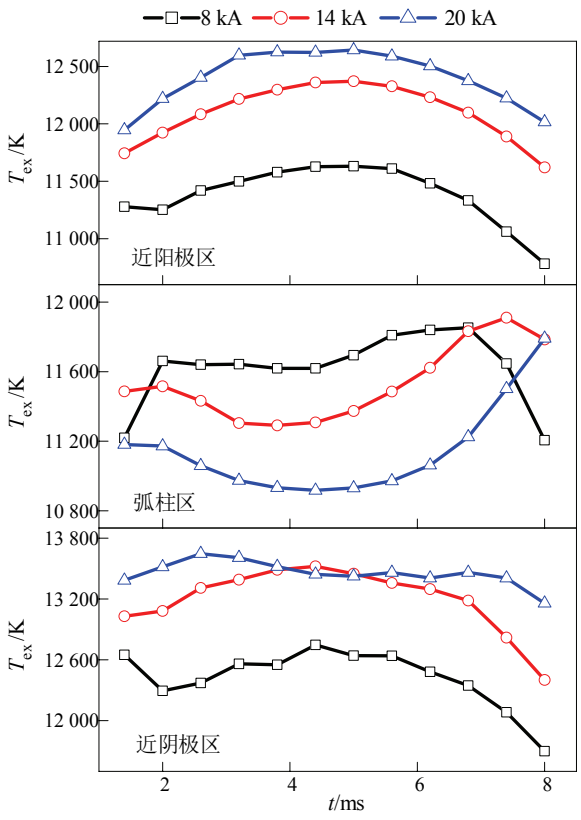


图 7 近阳极区、弧柱区和近阴极区温度平均值的演变情况

Fig.7 Evolution of temperature averages in the near-anode, arc-column and near-cathode regions

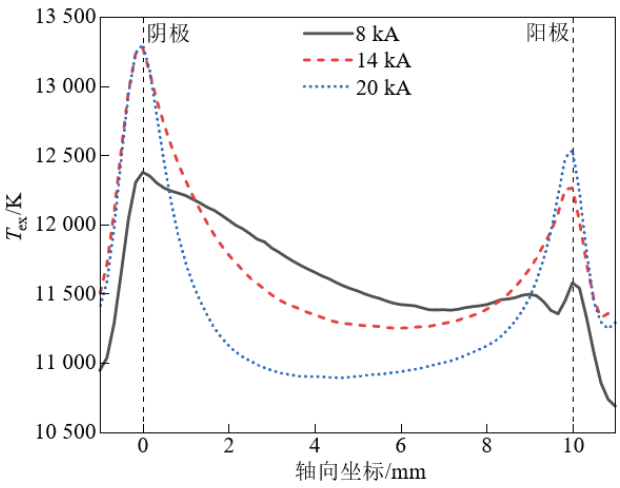


图 8 电流峰值时刻激发温度的轴向分布特性

Fig.8 Characterization of the axial distribution of excitation temperature

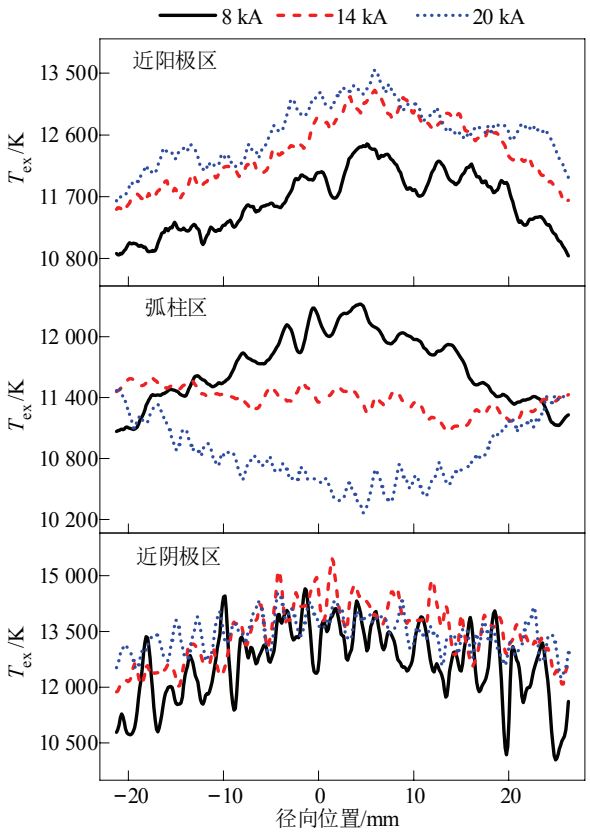


图 9 电流峰值时刻激发温度的径向分布特性

Fig.9 Characteristics of the radial distribution of excitation temperature

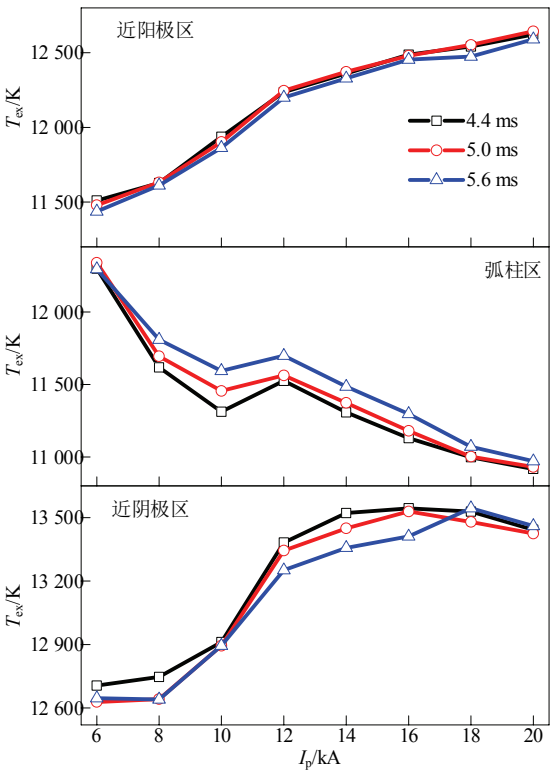


图 10 近阳极区、弧柱区和近阴极区温度随 I_p 的变化情况

Fig.10 Variation of temperature in the near-anode, arc-column and near-cathode regions with I_p

究发现只有近电极区域遵循此规律。近阳极区温度随电流增大呈近似线性增长趋势，从 8 kA 时的 11 500 K 升至 20 kA 时的 12 600 K；近阴极区温度在电流低于 16 kA 时随电流增大而升高，但当电流超过 16 kA 后趋于饱和，稳定在(13 500±200) K 范

围内；弧柱区表现与之相反，温度随电流增大而持续降低，从 8 kA 时的 12 300 K 降至 20 kA 时的 11 000 K。

综合上述实验结果，电流幅值对激发温度分布的影响机制可从等离子体动力学角度进行阐释：近阴极区的高激发温度主要源于阴极斑点产生的高密度等离子体(电流密度达 10^7~10^8 A/cm^2 量级[26])，该区域内场致发射和热发射共同作用产生大量高能电子，离子的激发温度较高。然而受阴极斑点最大电流密度限制，当电流幅值超过 16 kA 时，近阴极区激发温度趋于饱和。在弧柱区由于铜离子质量较电子质量大 5 个数量级，其热运动速度显著低于电子；该区域的能量传递主要依赖于电子-离子碰撞过程，随着电流幅值增大，虽然弧柱区粒子密度提高使碰撞频率上升，但电子平均自由程的减小导致有效能量交换效率降低，最终表现为弧柱区激发温度下降。阳极作为粒子的接收源，承担着来自间隙高能电子的轰击，容易导致局部二次电离和激发，促进区域内电子与离子的能量传递，从而提高近阳极区的 Cu^+激发温度。

3.3　触头开距对激发温度的影响

图 11 为 14 kA 工况下不同触头开距下 Cu^+激发温度的时空分布特性。实验结果表明：近阴极区与近阳极区的温度分布在 10~20 mm 开距范围内差异不显著，触头开距的影响主要作用在弧柱区的 Cu^+激发温度。具体而言，在 d=10 mm 开距时，弧柱区温度分布呈现明显的射流特征，射流核心区温度(12 000~13 500 K)较外围区域(9 500~10 500 K)高出 25%~30%。但现有研究表明，小电流工况下的粒子激发温度分布均未观测到射流特征[22-24]，这种差异主要源于触头结构设计和工作电流水平的显著不同：本研究采用的线圈型触头在大电流工况下产生显著的纵向磁场，使阴极斑点发射的粒子沿磁力线做螺旋运动，有效抑制射流径向扩散，使其沿轴向延伸，从而维持显著的射流结构，射流内部离子与电子能量交换充分，激发温度较高。

随着开距的增大，射流特征逐渐减弱，高温的射流区域占比降低。在小开距工况下，阴极斑点产生的等离子体射流因轴向输运距离较短且径向扩散受限，能够维持较高的动能与能量密度，致使射流核心区域保持较高的激发温度；而在大开距工况下，等离子体在输运过程中经历显著的粒子扩散与能量耗散，导致射流能量分布趋于弥散，整体激发温度降低且空间分布更加均匀。

3.4　Cr 含量对激发温度的影响

图 12 呈现了 14 kA 峰值时刻下不同 Cr 含量触头的激发温度分布特征。文献[23]的研究表明，在小电流工况下 Cr 元素含量的变化对 T_{ex} 的影响可以忽略不计。然而本研究发现大电流工况下 Cr 含量的增加导致间隙中 Cu^+激发温度呈现显著下降趋势。图 13 为 627.33 nm 和 450.60 nm 这 2 种 Cu^+线的原始光强分布，从中可以发现，在相同电弧输入功率条件下，Cr 含量的提升显著增强了 Cu^+线的辐射强度。这一现象表明大电流工况下等离子体系统中更多的能量通过辐射的形式耗散，同时，Cr 原子自身的特征辐射(如 Cr I 425.43 nm 等谱线)也随其含量增加而增强。根据能量守恒原理，在总输入功率恒定的情况下，辐射能量损失的增强必然导致可用于维持 Cu^+激发温度的有效能量减少，从而引起整体激发温度的降低。

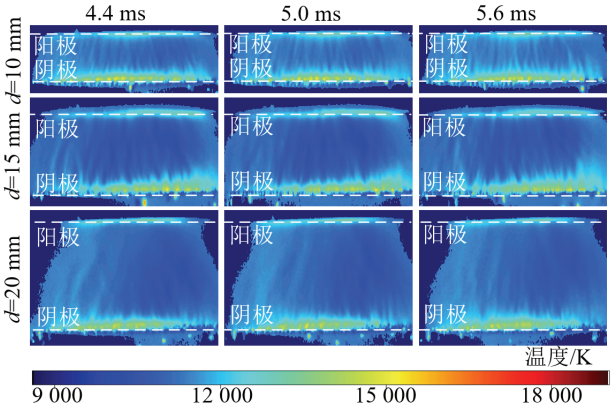


图 11　不同开距下 T_{ex} 的时空分布特性(I_p=14 kA)

Fig.11　Temporal and spatial distribution characteristics of T_{ex} at different opening distances(I_p=14 kA)

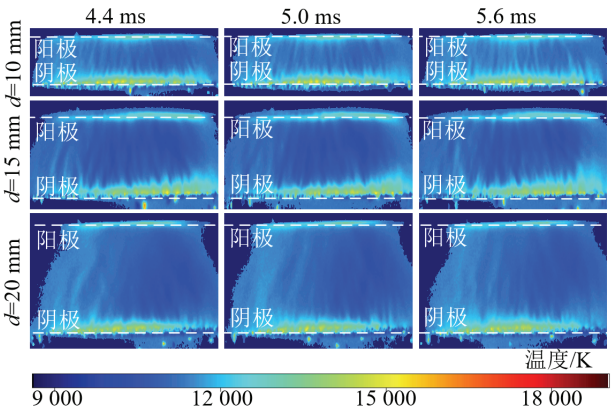


图 12　不同 Cr 含量下 T_{ex} 的空间分布(I_p=14 kA)

Fig.12　Spatial distribution of T_{ex} at different Cr levels(I_p=14 kA)

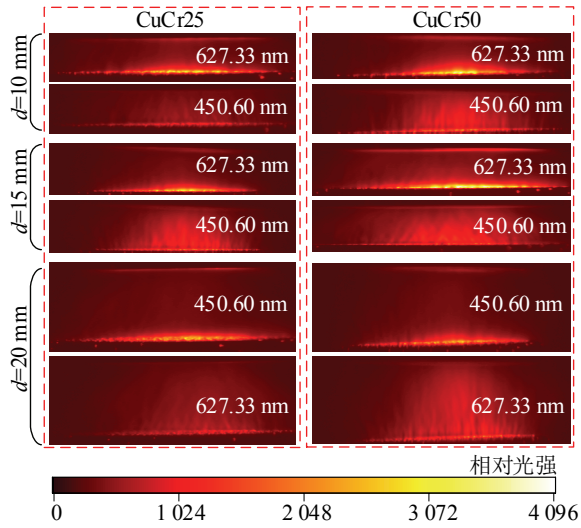


图 13 不同 Cr 含量下 Cu^+线的原始光强分布(I_p=14 kA)

Fig.13 Raw light intensity distribution of Cu^+ lines at different Cr contents(I_p=14 kA)

4 结论

本研究基于发射光谱原理构建了真空电弧 Cu^+ 激发温度诊断系统，成功获取了 Cu^+激发温度 T_{ex} 的二维时空分布特征，系统研究了大电流工况下电流幅值 I_p、触头开距 d 及触头材料对 T_{ex} 分布特性的影响规律，结论如下：

1）近阳极区的 T_{ex} 与电流波形同步变化；近阴极区的 T_{ex} 在 0~6 ms 内稳定于(12 500±1 000) K 后随电流下降；弧柱区的 T_{ex} 在 8 kA 呈梯形变化，14/20 kA 转为“U”形变化。

2）T_{ex} 轴向分布特征：8 kA 呈阳极至阴极单调递增趋势；14/20 kA 呈现“两端高、中间低”分布模式；T_{ex} 径向分布特征：近极区始终呈现中心高温分布，弧柱区从 8 kA 中心高温转为 14/20 kA 边缘环形高温。

3）近阴/阳极区的 T_{ex} 与 I_p 呈正相关，但近阴极区的 T_{ex} 呈现饱和特性，I_p 超过 16 kA 后稳定在(13 500±200) K；弧柱区的 T_{ex} 与 I_p 呈负相关；。

4）触头开距 d 主要影响弧柱区等离子体输运特性，对近极区域影响较弱；短开距弧柱区呈现显著射流特征，核心区的 T_{ex} 较外围高 25%~30%，该特征随开距增大而减弱。

5）触头材料 Cr 含量增加显著降低间隙 T_{ex}，Cr 与 Cu^+线的辐射增强是 T_{ex} 降低的主要原因。

参考文献 References

[1] 钟建英，孙广雷，杨葆鑫，等. 高电压等级真空断路器研究现状及展望[J]. 高电压技术，2024，50(2)：451-466.
ZHONG Jianying, SUN Guanglei, YANG Baoxin, et al. Research status and prospect of high voltage vacuum circuit breaker[J]. High Voltage Engineering, 2024, 50(2): 451-466.

[2] 赵 启. 环保高压开关技术和设备研究现状及展望[J]. 高压电器，2022，58(10)：16-24.
ZHAO Qi. Research status and prospect of environmental protection high voltage switchgear technology and equipment[J]. High Voltage Apparatus, 2022, 58(10): 16-24.

[3] LIU L M, YUAN Z, XU H, et al. Design and test of a new kind of coupling mechanical HVDC circuit breaker[J]. IET Generation, Transmission&Distribution, 2019, 13(9): 1555-1562.

[4] KLAJN A. Langmuir probes in switching vacuum arc measurements[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2005, 33(5): 1611-1617.

[5] 葛国伟，陈里昂，程 显，等. 真空断路器弧后等离子体探针诊断系统[J]. 真空科学与技术学报，2023，43(1)：51-59.
GE Guowei, CHEN Li'ang, CHENG Xian, et al. Probe diagnostic of post-arc plasma system for vacuum circuit breaker[J]. Chinese Journal of Vacuum Science and Technology, 2023, 43(1): 51-59.

[6] WANG H R, WANG Z X, LIU J K, et al. Optical absorption spectroscopy of metallic(Cr) vapor in a vacuum arc[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2018, 51(3): 035203.

[7] GORTSCHAKOW S, POPOV S, KHAKPOUR A, et al. Cu and Cr density determination during high-current discharge modes in vacuum arcs[C]//Proceedings of the 2018 28th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum(ISDEIV). Greifswald, Germany: IEEE, 2018: 181-184.

[8] KHAKPOUR A, POPOV S, FRANKE S, et al. Determination of Cr density after current zero in a high-current vacuum arc considering anode plume[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2017, 45(8): 2108-2114.

[9] KHAKPOUR A, GORTSCHAKOW S, FRANKE S, et al. Determination of Cr density during high-current anode modes in vacuum arc[J]. Journal of Applied Physics, 2019, 125(13): 133301.

[10] INADA Y, KIKUCHI R, NAGAI H, et al. A systematic comparison of intense-mode vacuum arc between CuCr and AgWC electrode by using various optical diagnostics[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2020, 48(6): 2224-2236.

[11] TANG Q, MAEDE Y, SATO M, et al. Optical diagnostics of vacuum arcs in the process of DC interruption[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2024, 57(50): 505204.

[12] HIRANO Y, KIKUCHI R, EJIRI H, et al. Dependence of electron and neutral vapor density distributions on anode mode of high current vacuum arc[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2023, 56(43): 435501.

[13] KHAKPOUR A, FRANKE S, METHLING R, et al. Optical and electrical investigation of transition from anode spot type 1 to anode spot type 2[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2017, 45(8): 2126-2134.

[14] KHAKPOUR A, GORTSCHAKOW S, UHRLANDT D, et al. Video spectroscopy of vacuum arcs during transition between different high-current anode modes[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2016, 44(10): 2462-2469.

[15] KHAKPOUR A, FRANKE S, METHLING R, et al. An improved arc model for vacuum arc regarding anode spot modes[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2019, 26(1): 120-128.

[16] KHAKPOUR A, METHLING R, FRANKE S, et al. Vapor density and electron density determination during high-current anode phenomena in vacuum arcs[J]. Journal of Applied Physics, 2018, 124(24): 243301.

[17] NAGAI H, KIKUCHI R, INADA Y, et al. Initiation process of vacuum breakdown between Cu and CuCr electrodes[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2019, 47(11): 5191-5197.

[18] LISNYAK M, PIPA A V, GORCHAKOV S, et al. Overview spectra and axial distribution of spectral line intensities in a high-current vacuum arc with CuCr electrodes[J]. Journal of Applied Physics, 2015, 118(12): 123304.

[19] SCHNEIDER A, POPOV S, SANDOLACHE G, et al. Ionization–recombination front in high-current vacuum arc[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2011, 39(11): 2844-2845.

[20] HUANG X L, YANG S Y, WU Z Y, et al. Investigation of the spatial distribution characteristics of multiple species in a vacuum arc[J]. Physics of Plasmas, 2023, 30(3): 033903.

[21] 王　景，武建文. 中频真空电弧的等离子体特性[J]. 中国电机工程学报，2011，31(36)：145-152.
WANG Jing, WU Jianwen. Plasma characteristics of intermediate-frequency vacuum arc[J]. Proceedings of the CSEE, 2011, 31(36): 145-152.

[22] YANDI L, HIRANO Y, SATO M, et al. Excitation temperature features of monovalent Cu ion under diffuse mode in vacuum arc[C]//Proceedings of the 2022 6th International Conference on Electric Power Equipment-Switching Technology(ICEPE-ST). Seoul, Korea: IEEE, 2022: 53-57.

[23] LIN Y D, HIRANO Y, SATO M, et al. 2-D dynamic excitation temperature of Cu^{+} under diffuse mode in vacuum arc[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2023, 51(6): 1502-1510.

[24] EJIRI H, KIKUCHI R, KUMADA A, et al. Excitation temperature imaging of vacuum arc based on two-line radiance method[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2021, 49(6): 1955-1961.

[25] KRAMIDA A, RALCHENKO Yu, READER J, et al. NIST atomic spectra database (ver. 5.12)[DB/OL]. Gaithersburg, MD, USA: National Institute of Standards and Technology, 2024(2024-03-21) [2025-9-10]. https://physics. nist. gov/asd.

[26] SLADE P G. The vacuum interrupter: theory, design, and application[M]. Boca Raton, USA: CRC Press, 2018.



押鹏龙
2002—，男，硕士生
主要从事高压真空开关电弧光学观测实验方面的研究工作
E-mail: 770086884@qq.com

YA Penglong



袁　召(通信作者)
1985—，男，博士，教授，博导
主要从事高压真空开关电弧光学观测实验、高压直流开断技术、大容量交流开断/限流技术等方面的研究工作
E-mail: yuanzhao8507@163.com

YUAN Zhao
Ph.D., Professor
Corresponding author

收稿日期　2025-07-08　在线出版日期　2025-09-25　　编辑　曾文君