

闪电回击通道径向扩展过程中通道物理特性分析*

俞历冶^{1) #} 王雪娟^{1) 2) #} 吕伟涛^{2) †} 丁懿韬¹⁾ 王炳浩¹⁾ 周航¹⁾
王贺鸣¹⁾ 许伟群²⁾ 陈绿文³⁾ 马颖²⁾ 齐奇²⁾ 武斌²⁾ 杨静⁴⁾

1) (南京信息工程大学自动化学院, 气象灾害预报预警与评估协同创新中心, 南京 210044)

2) (中国气象科学研究院, 灾害天气科学与技术全国重点实验室, 中国气象局雷电重点开放实验室, 北京 100081)

3) (中国气象局广州热带海洋气象研究所, 广州 510641)

4) (中国科学院大气物理研究所, 中层大气和全球环境探测重点实验室, 北京 100029)

(2026 年 1 月 31 日收到; 2026 年 3 月 23 日收到修改稿)

为揭示闪电回击通道径向扩展及其等离子体参数时空演化规律, 本研究利用广州塔两次闪电回击电流波上传过程的高时空分辨光谱观测资料, 分析了回击电流上传过程中通道径向扩展的光辐射及通道核心、周围电晕鞘内温度和电子密度沿通道的分布特性. 结果显示: 当回击电流沿先导通道抵达通道顶部, 通道会以约 10^5 m/s 的径向速度发生伴随强烈中性辐射的正流注放电, 该径向放电会中和先导电晕鞘内沉积的负电荷, 导致回击初始阶段通道核心纵向电流快速衰减. 此过程中通道核心的温度随通道高度增加呈递减趋势, 且衰减速率逐渐变慢. 周围电晕鞘的温度在不同时刻随通道高度的增加呈现不同的变化趋势. 通道核心与周围电晕鞘的电子密度具有显著的关联性: 当电晕鞘电子密度随通道高度增大时, 对应核心的电子密度同步随高度增大; 当电晕鞘电子密度随通道高度减小时, 对应核心的电子密度沿通道基本保持稳定.

关键词: 回击电流, 径向放电, 电晕鞘, 温度和电子密度

DOI: 10.7498/aps.75.20260174

CSTR: 32037.14.aps.75.20260174

1 引言

闪电电晕鞘模型^[1]指出, 沉积在细长导电通道上的电荷在径向方向会产生电场, 静电斥力以及电荷扩散作用会将电荷从通道核心向外推, 直到此径向电场低于击穿阈值. 因此, 闪电通道是由一个被径向形成的电晕鞘包围的细窄核心组成. 大部分先导电荷储存在电晕鞘中, 其半径可达米量级, 而高导电的细窄核心 (直径约为 1 cm) 则携带几乎所有的纵向电流.

闪电回击电流上传过程是表征闪电通道从先导到回击过渡阶段通道径向扩展演化特性的关键载体. 由于目前实验无法直接测量自然闪电回击电流沿通道的传输^[2], 大量的研究只能通过相关的理论模型进行. 如闪电 TCS (traveling current source) 回击模型^[3]将先导通道视为一条带电传输线, 回击电流是由沿其从地面传播到云中的地电位波产生. TCS 型回击模型假设, 随着回击前沿向上传播, 储存在先导电晕鞘上的电荷会塌陷到回击通道的高导电核心中. 因此, 先导通道上的每一点都可以被视为一个电流源, 该电流源在回击波前到达

* 国家自然科学基金 (批准号: 42575088)、中国气象局雷电重点开放实验室开放课题 (批准号: 2024KELL-A003)、国家级大学生创新创业训练计划支持项目 (批准号: 202410300084Z)、中国气象科学研究院灾害天气国家重点实验室开放课题 (批准号: 2023LASW-B01) 和中国气象科学研究院基本科研业务费专项 (批准号: 2021Z011) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: weitao.lyu@gmail.com

该点时启动. 波前 (即回击前沿) 到达先导通道上某一点时, 该点的电位会从云电位变为接近地电位, 导致电晕鞘中的束缚电荷向中间核心释放. 这会在通道中产生径向的电晕电流. 这些径向注入到高导电回击通道核心的电晕电流源, 以一定的速度传播到地面, 该速度预期小于或等于光速. 后来, 研究者们通过引入地面和向上移动前沿的电流波反射, 进一步改进了 TCS 模型, 得到了扩展的 GTCS (extended generalized traveling current source) 模型^[4]. GTCS 回击模型可被视为涉及沿闪电通道分布的电流源, 这些电流源被向上移动的回击波波前逐步激活, 电流波是由沉积在电晕鞘中的先导电荷产生. 理论研究表明, 扩展的 GTCS 模型是所有闪电回击工程类模型的概括, 因为 TCS 型和 TL (transmission line) 型回击模型都可以作为其特例推导出来^[5]. 闪电回击模型主要用于描述通道电流的时空分布, 不同的模型刻画的角度不同. 工程模型主要考虑计算的电磁场能否和地面的观测结果相一致, 不太重视物理过程和机制. 因此, 闪电回击电流传输的真实物理过程和机制还没有被完整描述.

在闪电回击电流波向上传输时, 放电通道会辐射出强烈的光信号, 光信号与电信号密切相关, 研究者们也试图通过研究闪电回击放电的光辐射特性来理解通道的电流传输^[6], 其中光谱分析也是一种有效途径. 但由于观测设备时空分辨率的限制, 对闪电回击的光谱观测资料目前大多是整个回击电流波沿整个通道传输过程的累积图片, 这些光谱观测资料时间分辨率较低, 给出的结果多为平均值, 不能很好地反映闪电回击通道径向较为精细的动态演化特性. 因此, 对闪电回击电流波向上传输过程通道的径向扩展及其物理特性更精细的研究报道较少.

鉴于高建筑物对闪电放电过程具有“放大器”的作用^[7]. 相较于击中地面的云地闪电, 选用高建筑物闪电作为研究对象, 在同等的观测条件下, 对高建筑物闪电雷电流传输精细物理过程的观测会相对更容易些. 因此, 本研究基于中国广州高建筑物闪电观测平台, 利用较高时间分辨的无狭缝光谱观测仪, 捕捉到了两次发生于中国广州塔上的闪电回击电流波向上传输过程的光谱资料, 研究了高建筑物闪电从先导到回击过渡过程中通道径向扩展的演化特征, 分析了随电流波向上传输过程中通道温度和电子密度沿通道的分布特征. 本研究为揭示闪

电从先导到回击过渡阶段的通道演化, 进一步深化对雷电回击通道发展物理过程的精细科学认知与理解提供了参考依据.

2 理论方法

闪电光谱的定量分析建立在三个基础之上.

1) 通道满足光学薄条件. Wang 等^[8]与 Uman^[9]已证实闪电通道对单电离离子及中性原子产生的光辐射其自吸作用可忽略; 2) 通道处于局部热力学平衡, 这意味着通道各粒子的能级分布满足玻尔兹曼分布. 研究表明, 闪电回击通道内各粒子和电子达到准静态平衡的时间在 $0.01 \mu\text{s}$ 的量级. 因此, 闪电回击通道可以近似利用局部热力学平衡来描述^[10]; 3) 通道的截面具有相对均匀的温度. 这种通道均匀性假设意味着被测量的辐射来自一个狭窄的温度分布^[10].

2.1 温度

等离子体的温度及其分布是评估光源激发特性的关键基本参数. 在局部热平衡系统中, 电子温度是表征光源激发特性的主要指标. 在综合考虑玻尔兹曼分布、分配函数、激发态原子或离子的跃迁概率以及统计权重等因素后, 光源中每单位立体角的光谱线辐射能量强度可以表示为^[11]

$$I_z = \frac{h\nu_z}{4\pi} \frac{g_z A_z}{B_z(T)} N_z \exp\left(-\frac{E_z}{k_B T}\right), \quad (1)$$

其中 I_z 表示光谱线的强度; z 表示离子化状态, 单电离离子 $z = 1$, 中性原子 $z = 0$; h 是普朗克常数; g_z 是统计权重; ν_z 是光频; $B_z(T)$ 是配分函数; T 是电子温度; A_z 是跃迁概率; N_z 是粒子的数密度; k_B 是玻尔兹曼常数; E_z 是跃迁的上能级能量.

如果将光频 ν_z 转换为波长 λ_z , 则 (1) 式可以改写为

$$\frac{I_z \lambda_z}{g_z A_z} = \frac{hc N_z}{4\pi B_z(T)} \exp\left(-\frac{E_z}{k_B T}\right). \quad (2)$$

对 (2) 式取对数, 可以得到

$$\ln\left(\frac{I_z \lambda_z}{g_z A_z}\right) = -\frac{1}{k_B T} E_z + \ln\left(\frac{hc N_z}{4\pi B_z(T)}\right). \quad (3)$$

在实际应用中, 同种元素同一电离状态的多条谱线被同时选用. 根据方程 (3), 以 E_z 为横坐标, 以 $\ln\left(\frac{I_z \lambda_z}{g_z A_z}\right)$ 为纵坐标拟合直线将获得玻尔兹曼

图, 等离子体温度可以从玻尔兹曼图中直线的斜率推导出来.

2.2 电子密度

在闪电回击通道中, Stark 展宽是光谱线总宽度的主要贡献者. 因此, 闪电放电通道中的电子密度可以通过光谱线的 Stark 展宽效应来确定. 光谱线的 Stark 展宽公式如下^[12]:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2\omega \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right), \quad (4)$$

其中 $\Delta\lambda_{1/2}$ 表示光谱线的半高全宽 (FWHM); ω 是 Stark 宽度参数或电子碰撞宽度参数; n_e 是电子密度.

3 资料分析

选取了在广州高建筑物雷电观测站 (TOLOG) 由无狭缝高速摄谱仪获得的两次负极性闪电回击过程. 两次闪电均发生在 600 m 高的广州塔上, 观测点距离广州塔大约为 3.3 km. 为方便将它们分别命名为闪电 A 和 B. 摄谱仪记录设备为高速摄像机 (Photron FASTCAM Mini AX), 响应范围在 400 到 1000 nm 之间, 感光度为 1×10^5 , 单个像

素的尺寸为 $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$. 摄谱仪的分光平面透射光栅刻线密度为 600 lp/mm, 光谱分辨率约 1 nm. 像机镜头焦距为 20 mm, 空间分辨率为 3.3 m. 两次闪电拍摄帧率均为 14400 frames/s, 每帧图像的曝光时间均为 67.7 μs . 图 1 给出了这两次闪电先导和回击初期前两帧的原始光谱图片.

图 1 中闪电 A 和 B 在回击第一帧 0 ms 时, 回击电流仅在通道底部传输, 其光谱在通道底部较为明显, 通道上部光谱强度较弱; 在第二帧 0.07 ms 时, 回击电流向上传输到了通道顶部, 通道亮度和光谱强度明显增大, 这一定程度上反映了回击电流向上传输的精细过程. 由于闪电放电是一个连续的物理过程, 摄像机的拍摄很难精准地在闪电回击开始时开始曝光. 传统观测中, 多是将图 1 中所示第一帧 0 ms 与第二帧 0.07 ms 时刻的光谱合并作为回击的首帧, 这种观测资料存在显著局限, 难以研究回击电流向上传输过程的通道演化特性. 由图 1 可以看出, 这两次闪电在回击第一帧 0 ms 时, 回击电流波仅在通道底部传播, 尚未抵达通道顶部, 此时底部为回击电流主导通道, 而顶部为先导放电通道. 对应光谱特征显示, 底部回击通道的发光贡献以可见波段辐射为主, 而顶部先导通道则以近红外波段辐射为主要发光来源, 可见波段的辐射

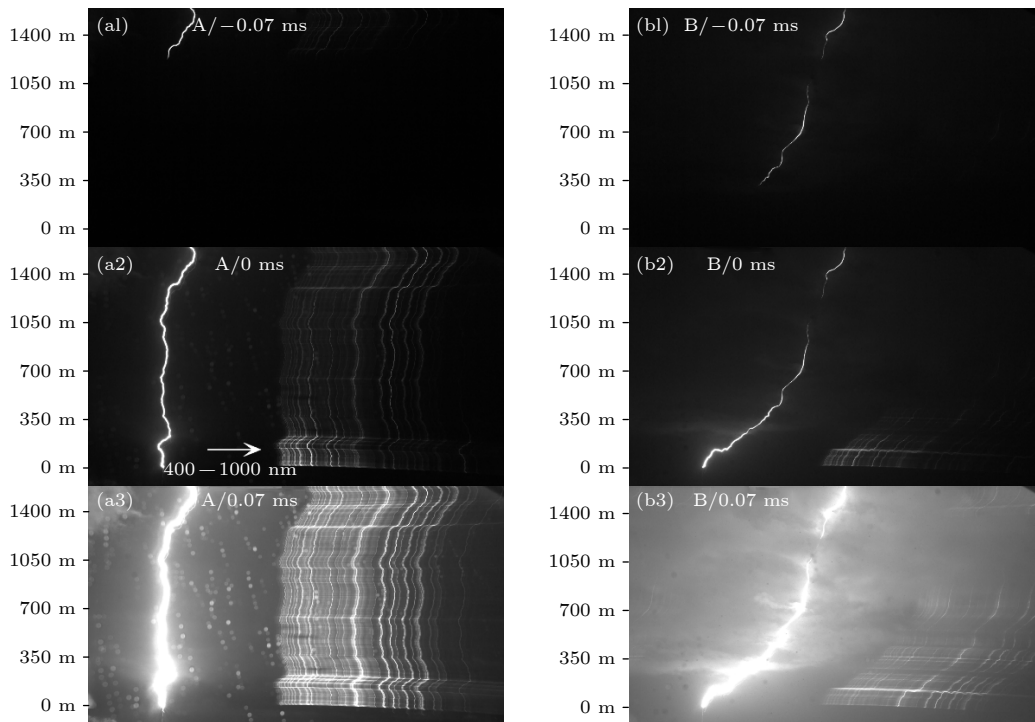


图 1 闪电 A((a1)–(a3)) 和 B((b1)–(b3)) 先导和回击初始前两帧的原始光谱图

Fig. 1. Original spectra of lightning A ((a1)–(a3)) and B ((b1)–(b3)) at the initial stages of the return strokes.

主要由激发能较高 (20 eV 以上) 的一次电离的离子谱线组成, 近红外波段的辐射主要由激发能较低 (10 eV 左右) 的中性原子谱线组成. 所以此时通道的底部和顶部其主要发光成分存在本质差异, 在底部回击通道主要以电离为主, 而顶部的先导通道电离较弱. 当演化至第二帧 0.07 ms 时, 回击电流波已完全上传至通道顶部, 全通道形成统一的回击电流传输路径. 与第一帧 0 ms 时刻相比, 此时通道发光亮度及光谱线强度均显著增强, 同时通道径向发光范围明显拓宽, 表明该阶段通道发生了显著的径向放电现象, 回击电流的传输与能量释放过程进入强化阶段.

图 2 给出了两次闪电回击在通道一定高度处、考虑仪器响应校正后^[13]的光谱时间演化图. 可以看出闪电 A 与 B 的回击过程具有一致的光谱演化特征: 在回击初始时刻 (第一帧 0 ms), 可见波段高激发能一次电离氮离子 (NII) 谱线占据主导地位, 强度显著偏高, 而近红外波段低激发能中性氧原子 (OI) 谱线强度则处于较低水平, 同时可见波段连续谱辐射也较弱. 这一现象源于回击初始阶段通道内温度与电离度较高, 能量更易激发高能离子产生特征辐射. 当演化至第二帧 0.07 ms 时, 伴随径向电晕放电的发生, 光谱特征出现显著转折: 可见波段 NII 谱线强度衰减, 可见波段连续谱和近红外波段 OI 中性谱线强度增强. 这说明径向电晕放电的产生改变了通道内的能量分布状态, 使得连续辐射和中性原子辐射逐渐成为主导. 到第三帧 0.14 ms 与第四帧 0.21 ms, 可见波段 NII 谱线的强度呈现快速衰减, 而近红外波段中性 OI 谱线及连续谱强度

衰减速率则相对缓慢. 这一差异主要是由于回击过程中通道能量持续耗散, 低激发能中性原子的辐射寿命长于高能离子, 因此其辐射能够维持更长时间.

图 2 中第一帧 0 ms 的光谱显示, 在回击放电起始阶段, 当通道光辐射中可见波段高激发能离子谱线处于高强度辐射状态时, 近红外波段低激发能中性原子谱线 (如 H α 656.3 nm, OI 777.4 nm) 已出现, 呈现出离子辐射与中性原子辐射共存的初始特征. 这与 Walker^[14] 利用时间分辨为 1.5 μ s 的高速无狭缝摄谱仪, 对人工触发闪电 0.64 m 高度回击通道的光谱观测结果相同. 虽然本研究的光谱时间分辨率远低于 Walker 的研究, 但记录到了同样的光谱图, 这说明本文闪电 A 和 B 第一帧中底部回击通道的光谱是在曝光时间窗口的末尾记录到的. 图 2 中第一帧 0 ms 内无法具体分辨离子谱线、连续谱、中性谱线三者辐射的具体开始时间, 但也明显可以看出两次闪电离子辐射均在第一帧内最先达到峰值, 连续谱和中性原子辐射在第二帧内达到峰值, 中性辐射达到峰值时还有明显的单电离离子辐射, 离子辐射持续时间超过了 140 μ s. 图 1 与图 2 的结果显示, 在闪电回击起始阶段, 通道光辐射中高激发能离子谱线与低激发能中性原子谱线存在明显的共存时段, 这一特征表明闪电回击电流波向上传输过程中, 通道径向物理性质并非均一, 存在冷热区域的分化. 高激发能谱线辐射源于通道高温核心区, 低激发能谱线则辐射自通道外围低温区域. 这与 GTCS 或 TCS 闪电回击模型中通道电流核心与外围径向电晕的结构描述高度符合.

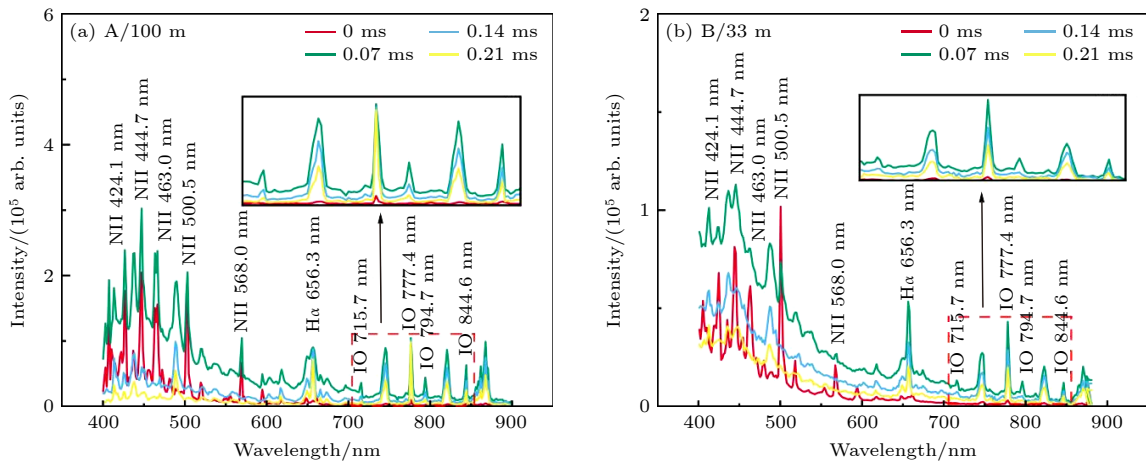


图 2 闪电 A(a) 和 B(b) 在通道一定高度处回击光谱的时间演化图

Fig. 2. Temporal evolution of the spectra of lightning A(a) and B(b) return strokes at a fixed channel height.

图 1 可以看出这两次闪电回击电流波沿先导通道向上传播到通道顶部后, 回击通道沿径向发生了明显的扩展. 图 3 给出了两次闪电回击通道可视直径的变化. 可视直径不是根据电流定义的通道真实直径, 它是根据光学观测定义的通道发光范围. 考虑通道周围光晕的影响后, 利用零级光谱径向光强分布曲线图的半高全宽乘以摄像机的空间分辨率可以得到通道可视直径. 为避免通道弯曲和云遮挡对定量分析结果的影响, 本文选取了闪电 A 通道 750 m 处和闪电 B 通道 30 m 处, 通道较直且无遮挡的位置进行分析, 即图 3 紫色条纹高度处.

从图 3 可以看出, 两次回击通道随时间先扩展再收缩, 可视直径最大值均在各自回击的第二帧, 分别为 52.2 m 和 55.8 m. 利用图 3 中两次闪电回击通道在紫色条纹高度处连续两帧的可视直径大小得到闪电 A 和 B 回击通道径向扩展的速率分别为 6.04×10^5 m/s 和 5.61×10^5 m/s. Takagi 等^[15]使用帧率超过每秒 7800 次扫描的高速线扫描相机得到两次自然闪电回击通道在固定高度上, 其发光区域径向扩展后的最大直径为 70 m 和 88 m, 得到的平均径向扩展速度亦约为 10^5 m/s. Maslowski 和 Rakov^[16]从理论上也计算得到闪电回击通道外围电晕鞘平均膨胀速度约为 10^5 m/s. 可以看出, 本文得到的高建筑物闪电回击通道电晕鞘径向扩展的速度与以上文献报道的结果一致. 另外图 3 中两次闪电回击通道在紫色条纹高度处扩展后的收缩速率范围为 3.71×10^4 — 5.24×10^5 m/s.

Arima 等^[17]及 Cabrera 和 Cooray^[18]为模拟自然闪电放电从先导到回击的过渡, 研究了当实验室高压电极突然接地时 (类似于从先导到回击的转化) 空间电荷区域的中和机制. 发现当高压电极接

地时, 空间电荷的中和是通过从高压电极向外移动的流注放电, 也以约为 10^5 m/s 的速度传播到电晕鞘中来实现的. 随后, Cooray^[19]提出假设, 认为闪电回击电流的形成源于通道核心产生的正流光对周围电晕鞘的中和作用, 并且假设这些流光同样以约 10^5 m/s 的速度向电晕鞘内传播. Takagi 等^[15]也指出, 在闪电回击电流传输过程中, 沿回击通道径向可能会发生某种横向放电, 这些放电对中和先导通道所沉积的电荷起到关键作用. 他们分析了与空气电击穿相关的三种放电类型, 即流光放电、先导放电和回击放电, 其中先导放电和回击放电是热放电, 而流光放电是一种冷发光放电, 以约 10^5 m/s 的速度在空气中传播. 因此他们认为, 引起回击通道发光膨胀的放电即为流光. 综上所述, 上述研究主要从速度与能量分析的角度, 推断闪电回击通道电晕鞘的径向扩展与流光放电密切相关. 本文在观测中获得闪电回击通道电晕鞘径向扩展速度为 10^5 m/s 的同时, 还明确观测到径向扩展过程中光辐射主要来源于中性原子辐射, 这进一步印证了导致负极性闪电回击通道径向扩展的放电为正流光放电. 正流光放电的径向传播会与先导电晕鞘中的负空间电荷发生中和, 排空先导阶段沉积的负电荷.

由于闪电回击通道的径向扩展并非单一的热力学过程-回击通道核心区域由焦耳加热驱动的热力学膨胀主导, 外围电晕鞘则由电晕流光放电主导, 两者在二维图像中的投影特征不同, 受通道几何形态的影响方式也存在差异. 本文主要研究的是由于径向电晕放电导致外围电晕鞘发光范围的扩展, 且仅分析了两次闪电回击在通道一个高度处、长度仅为 3.3 m 的通道外围电晕鞘的径向扩展

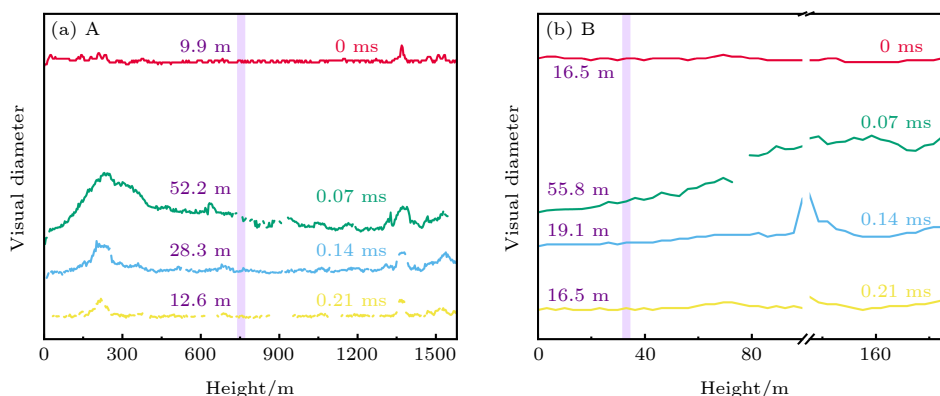


图 3 闪电 A(a) 和 B(b) 回击通道可视直径的变化

Fig. 3. Variations of the apparent diameters for lightning A (a) and B (b) return stroke channel.

速度, 因此未考虑通道几何形态及二维观测局限对上述扩展速率的影响. 此外, 受相机时空分辨率的影响, 本文所得径向扩展速率的相对误差估计为 10%—13%.

闪电回击通道物理特性的时空演化与电流沿通道的传输密切相关. 观测的闪电回击光谱是各种线状谱与连续谱的叠加. 由于研究表明闪电回击通道中激发能较高的离子线辐射与通道电弧核心相关, 激发能较低的中性原子线辐射与核心周围的电晕鞘相关^[12,20,21]. 因此, 利用离子谱线计算的温度和电子密度可以表征通道核心的物理特性, 利用中性原子谱线计算的温度和电子密度可以表征核心周围电晕鞘的物理特性. 选取离子谱线 (444.7, 463.0, 500.5, 568.0 nm) 和中性原子谱线 (777.4, 794.7, 844.6 nm) 的强度以及相应的参数, 利用 (3) 式和 (4) 式计算了两次闪电回击电流波在通道底部和传输到通道顶部时各自通道核心和电晕鞘的温度与电子密度, 并给出了它们沿通道高度的变化, 如图 4—图 7 所示. 图 4—图 7 中各参数随通道高度的变化是按照回击电流沿通道变化的函数 $Y_z = Y_0(1 + \alpha z)$ ^[22] 拟合, 其中 z 为通道高度, Y_z 为 z 高度的温度或电子密度, Y_0 为通道底部的温度或

电子密度, α 为拟合常数. α 为正值时表示温度或电子密度随通道高度的升高而增大, α 为负值时表示温度或电子密度随通道高度的升高而减小, 拟合常数在图 4 至图 7 中也已给出. 图 4 和图 5 为两次回击在第一帧 0 ms (回击电流仅在通道底部传输) 和第二帧 0.07 ms (回击电流传输到通道顶部发生侧向放电后) 由离子线计算的通道核心的温度和电子密度沿通道的变化. 本文旨在研究回击通道的物理特性. 图 1 中两次闪电在第一帧 0 ms 时, 回击电流波仅在通道底部传播, 还未传播到通道顶部. 此时通道底部为回击通道, 顶部为先导通道. 因此, 图 4 中两次闪电在回击第一帧 0 ms 时只给出了回击电流在通道底部 0—250 m 传输时的温度和电子密度随高度变化. 由图 4(a)、图 4(b)、图 5(a) 和图 5(b) 可以看出, 两次回击电流随时间在通道底部和传输到通道顶部时, 由离子线计算的通道核心的温度均随通道高度增加而减小. 两次回击第一帧中衰减指数分别为 0.0009 和 0.0007, 第二帧中衰减指数均为 0.0001. 可以看出随时间从第一帧到第二帧, 两次回击通道核心的温度沿通道向上的衰减逐渐变慢. 对于下行负地闪回击初期, 由于回击通道核心的纵向电流一般沿通道高度增加而减小^[23],

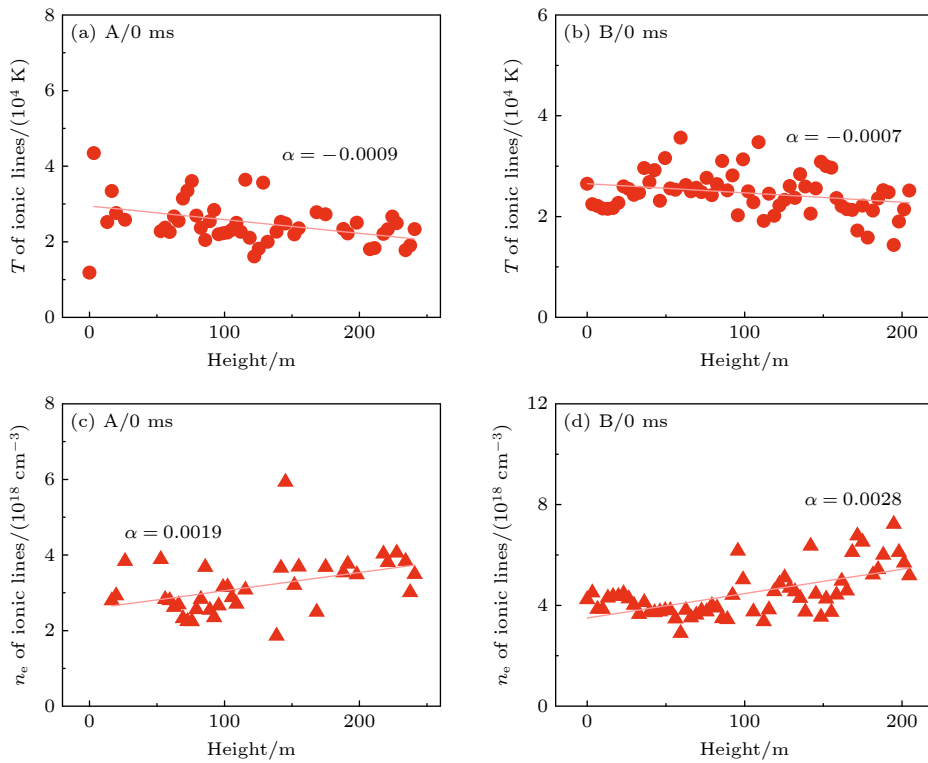


图 4 闪电 A((a), (c)) 和 B((b), (d)) 回击第一帧中通道底部通道核心温度和电子密度沿通道的变化

Fig. 4. Variations of the temperature and electron density of the channel core along the channel height at the base of the channel in the first frame for lightning A ((a), (c)) and B ((b), (d)) return stroke.

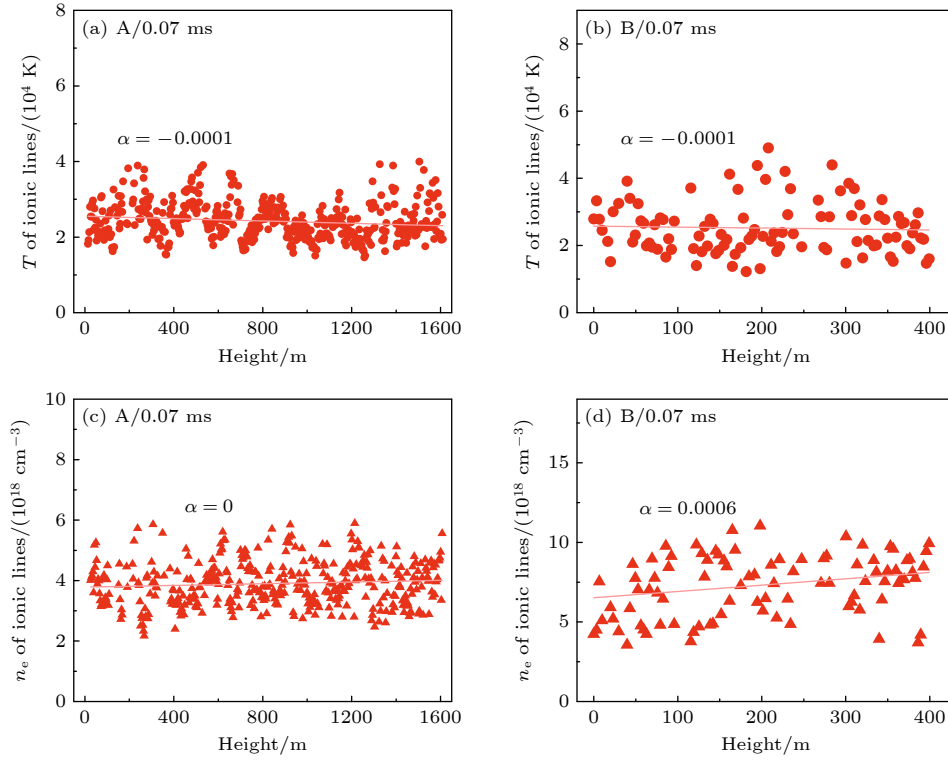


图 5 闪电 A((a), (c)) 和 B((b), (d)) 回击第二帧电流传输到通道顶部时通道核心温度和电子密度沿通道的变化

Fig. 5. Variations of the temperature and electron density of the channel core along the channel height when the current propagates to the channel top in the second frame for lightning A ((a), (c)) and B ((b), (d)) return stroke.

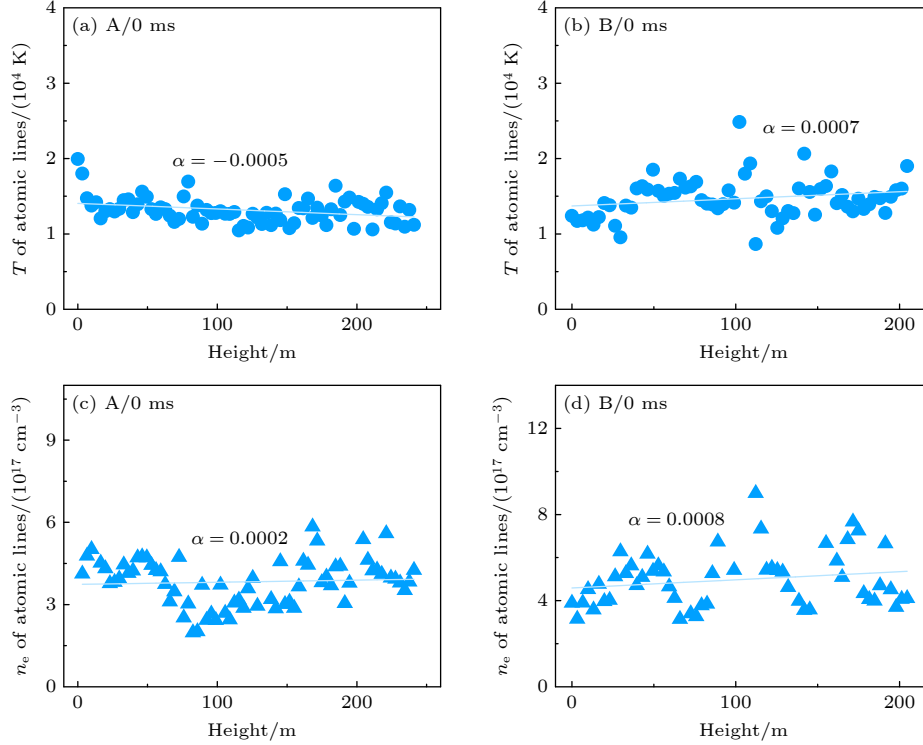


图 6 闪电 A((a), (c)) 和 B((b), (d)) 回击第一帧通道底部周围电晕鞘温度和电子密度沿通道的变化

Fig. 6. Variations of the temperature and electron density of the corona sheath along the channel height at the base of the channel in the first frame for lightning A ((a), (c)) and B ((b), (d)) return stroke.

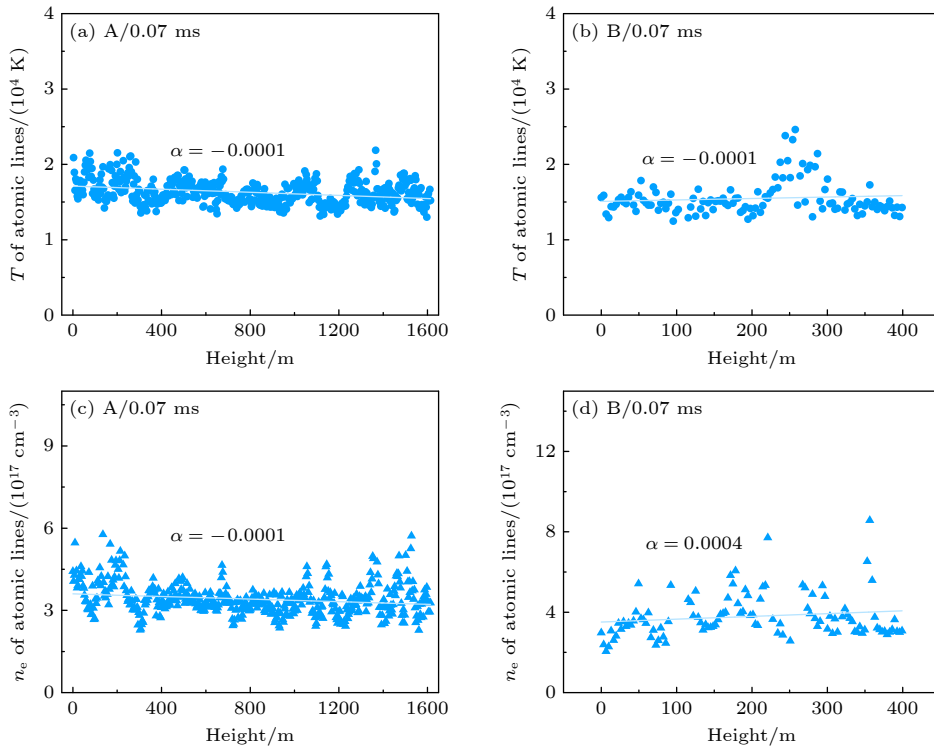


图 7 闪电 A((a), (c)) 和 B((b), (d)) 回击第二帧电流传输到通道顶部时周围电晕鞘温度和电子密度的沿通道变化

Fig. 7. Variations of the temperature and electron density of the corona sheath along the channel height when the current propagates to the channel top in the second frame for lightning A ((a), (c)) and B ((b), (d)) return stroke.

纵向电流的累积效应是从通道底部开始. 因此通道核心在底部的温度会高于顶部的温度, 如图 4(a)、图 4(b)、图 5(a) 和图 5(b) 所示.

由图 4(d) 和图 5(d) 看出, 由离子线 444.7 nm 的 Stark 展宽计算的闪电 B 第一帧和第二帧通道核心的电子密度均随通道高度的增加而增大, 且随时间增大的指数变小, 增大指数分别为 0.0028 和 0.0006. 由离子线 444.7 nm 的 Stark 展宽计算的闪电 A 回击通道核心的电子密度在第一帧时随通道高度的增加亦增大, 增大指数为 0.0019, 在第二帧时, 其沿通道基本保持不变, 变化指数为 0, 如图 4(c) 和图 5(c) 所示.

图 4 显示, 闪电 A 和 B 在回击第一帧中, 通道核心温度与电子密度随通道高度的变化趋势相反. 根据萨哈方程, 电子密度与温度在理论上应呈正相关, 但图 4 中的结果却与之相反. 其原因在于: 闪电 A 和 B 在回击第一帧时, 底部是回击通道, 而顶部仍为先导通道, 该帧记录的是回击与其之前先导的叠加信息. 负地闪回击电流从通道核心底部向上传输过程中, 先导通道中储存的大量负电荷会向下转移; 在回击电流尚未传输至通道顶部时, 上部通道仍积聚较多电子 (负电荷), 因此图 4(c) 和图 4(d)

中利用 Stark 展宽诊断得到的通道核心电子密度随通道高度增加而增大.

图 6 和图 7 为两次闪电回击在第一帧 0 ms 和第二帧 0.07 ms 由中性原子线计算的周围电晕鞘的温度和电子密度沿通道的变化. 由图 6(a) 和图 7(a) 可以看出, 对于闪电 A, 在第一帧和第二帧中, 由中性原子谱线计算的周围电晕鞘温度随通道高度的增加而减小, 且衰减逐渐变慢. 第一帧中衰减指数为 0.0005, 第二帧中衰减指数为 0.0001; 对于闪电 B, 由中性原子谱线计算的周围电晕鞘温度在图 7(b) 第二帧时也随通道高度的增加而减小, 衰减指数为 0.0001, 这与闪电 A 一致. Boggs 等^[24]利用中性原子谱线研究了两次云地自然闪电回击通道温度随高度的变化, 也发现其随通道高度的增加而减小. 而闪电 B 在图 6(b) 第一帧时, 由中性原子谱线计算的电晕鞘温度随通道高度的增加而增大, 增大指数为 0.0007, 这与 Wang 等^[12]利用中性原子谱线分析的四个自然闪电回击电晕鞘温度沿通道高度的变化一致.

图 6(d) 和图 7(d) 中对于闪电 B, 由中性原子谱线 777.4 nm 的 Stark 展宽计算的周围电晕鞘的电子密度在第一帧和第二帧中均随通道高度的增

加而增大, 增大指数分别为 0.0008 和 0.0004. 对于闪电 A, 图 6(c) 由中性原子谱线 777.4 nm 的 Stark 展宽计算的周围电晕鞘的电子密度在第一帧时随通道高度增大, 增大指数为 0.0002. 但到第二帧图 7(c) 时, 其由中性原子谱线计算的周围电晕鞘的电子密度随通道高度增大而减小, 衰减指数为 0.0001.

普遍认为大部分先导电荷储存在电晕鞘中, 其半径约为数米, 而高导电的通道核心 (半径可能小于 0.5 cm) 则承载着几乎所有的纵向电流. 当回击电流波穿过先导通道核心, 使通道核心达到地电位, 此时通道核心中的正电荷会在电场的作用下向外移动, 而之前储存在先导电晕鞘内的大量负电荷会在电场作用下向内朝着核心移动, 塌缩到通道核心中被转移到地面, 形成侧向放电^[25], 导致回击通道变宽. 即本文观测到的回击通道径向扩展, 在此过程中, 回击通道核心与周围电晕鞘之间存在强烈的能量交换. Maslowski 等^[26]也指出在回击电流沿通道底部向上传输时, 通道周围电晕鞘内既有先导阶段沉积的负电荷, 也有回击阶段产生的正电荷, 二者相互作用导致电晕鞘径向扩展和电荷的重新分布.

结合图 4—图 7 可以看出, 当回击电流沿先导通道由底部向上传输过程中, 通道核心的温度均随通道高度的增加呈减小趋势, 且随时间其衰减逐渐变慢. 在此过程中, 通道周围电晕鞘内由于既有先导阶段沉积的负电荷, 也有回击阶段产生的正电荷, 二者相互作用会导致其温度在不同时刻随通道高度呈现差异化变化趋势, 即周围电晕鞘的温度随通道高度增加既有减小趋势 (如图 6(a)、图 7(a) 和图 7(b)), 也有增大趋势 (如图 6(b)). 同时, 通道核心与周围电晕鞘的电子密度具有显著关联性. 两次闪电回击电流仅在通道底部传输和传输到通道顶部电晕鞘发生径向扩展过程中, 当电晕鞘的电子密度随通道高度增加而增大时, 对应通道核心的电子密度也随通道高度的增加而增大; 而当闪电 A 在回击第二帧 0.07 ms 电流已传输到通道顶部电晕鞘发生径向扩展后, 电晕鞘的电子密度随通道高度增大而减小时, 对应通道核心的电子密度沿通道基本保持不变.

4 结 论

闪电放电通道的结构及特性变化是一个动态

过程, 回击电流向上传输过程中通道的物理特性及其演变可以反映闪电等离子体通道径向扩展演化的复杂物理过程. 本文基于捕捉到的两次发生于中国广州塔上的闪电回击电流波向上传输过程的光谱资料, 对回击电流向上传输时, 从先导到回击转化过程中回击通道的径向扩展演化特性, 以及通道电弧核心和周围电晕鞘的温度和电子密度的时空分布做了分析. 结果表明: 在闪电回击电流沿先导通道核心传输至通道顶部时, 通道会发生沿径向的显著扩展. 导致负极性闪电回击通道径向显著扩展的放电是以约 10^5 m/s 径向速度传播的、以中性原子辐射为主的正流光放电, 该侧向放电过程会中和先导在电晕鞘中沉积的负电荷. 在回击初始阶段, 通道核心内纵向电流沿通道向上衰减过程中, 通道核心的温度随通道高度的增加亦呈减小趋势, 且随时间其衰减逐渐变慢. 在回击电流从通道底部沿通道向上传输过程中, 通道核心与周围电晕鞘之间存在强烈的能量交换, 周围电晕鞘内既有先导阶段沉积的负电荷, 也有回击阶段产生的正电荷, 二者相互作用会导致电晕鞘径向扩展和电荷的重新分布. 因此, 周围电晕鞘的温度在不同时刻随通道高度的增加呈现不同的变化趋势. 通道核心与周围电晕鞘的电子密度沿通道的变化具有显著的关联性: 两次闪电回击电流由通道底部向上传输到通道顶部电晕鞘径向扩展过程中, 当电晕鞘的电子密度随通道高度增加而增大时, 对应通道核心的电子密度也随通道高度的增加而增大; 而当电晕鞘的电子密度随通道高度增大而减小时, 对应通道核心的电子密度则沿通道基本保持不变. 本工作有助于进一步开展闪电回击通道“核心-鞘层”系统的强耦合特性研究, 并为厘清闪电从先导到回击转换阶段的能量传输与电离过程提供了科学参考.

数据可用性声明

支撑本研究数据的数据集可在科学数据银行 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.33828> 中访问获取.

参考文献

- [1] Maslowski G, Rakov V A 2013 *Atmos. Res.* **129** 117
- [2] Suo Y H, Shen X Z, Qi Q, Zhang H M 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 141201 (in Chinese) [索煜航, 申晓志, 齐奇, 张华明 2025 物理学报 **74** 141201]
- [3] Heidler F 1985 *6th Symposium and Technical Exhibition on*

- Electromagnetic Compatibility* Zurich, Switzerland, March 5-7, 1985, pp157
- [4] Diendorfer G, Uman M A 1990 *J. Geophys. Res.* **95** 13621
- [5] Tausanovic M, Ignjatovic M, Cvetic J, Heidler F, Alimpijevic M, Pavlovic D 2017 *Electr. Power Syst. Res.* **143** 84
- [6] Li Z X, Jiang R B, Lü G L, Liu M Y, Sun Z L, Zhang H B, Liu K, Li X Q, Zhang X 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 199201 (in Chinese) [李宗祥, 蒋如斌, 吕冠霖, 刘明远, 孙竹玲, 张鸿波, 刘昆, 李小强, 张雄 2021 物理学报 **70** 199201]
- [7] Lü W T, Chen L W, Ma Y, Qi Q, Wu B, Jiang R J 2020 *J. Appl. Meteorol. Sci.* **31** 129 (in Chinese) [吕伟涛, 陈绿文, 马颖, 齐奇, 武斌, 姜睿娇 2020 应用气象学报 **31** 129]
- [8] Wang X J, Wang H T, Lyu W T, Chen L W, Ma Y, Qi Q, Wu B, Xu W Q, Hua L Y, Yang J, Wang J H 2022 *Geophys. Res. Lett.* **49** e2022GL098883
- [9] Uman M A 1969 *J. Geophys. Res.* **74** 949
- [10] Walker T D, Christian H J 2019 *J. Geophys. Res. Atmos.* **124** 3930
- [11] Griem H R 1964 *Plasma Spectroscopy* (New York: McGraw-Hill) pp370-380
- [12] Wang X J, Hua L Y, Xu W Q, Yuan P, Lyu W T, Chen L W, Wu B, Ma Y, Qi Q, Yang J, Zhang Q L 2024 *Atmos. Res.* **307** 107490
- [13] Wang X J, Hua L Y, Wang B H, Xu W Q, Lü W T, Chen L W, Wu B, Qi Q, Ma Y, Yang J 2024 *J. Appl. Meteorol. Sci.* **35** 493 (in Chinese) [王雪娟, 化乐彦, 王炳浩, 许伟群, 吕伟涛, 陈绿文, 武斌, 齐奇, 马颖, 杨静 2024 应用气象学报 **35** 493]
- [14] Walker T D 2015 *Ph. D. Dissertation* (Huntsville: The University of Alabama in Huntsville)
- [15] Takagi N, Wang D, Watanabe T, Arima I, Takeuchi T, Simizu M, Katuragi Y, Yokoya M, Kawashima Y 1998 *J. Geophys. Res.* **103** 14131
- [16] Maslowski G, Rakov V A 2006 *J. Geophys. Res.* **111** 2005JD006858
- [17] Arima I, Watanabe T, Takagi N, Kakihara M 1988 *IX International Conference on Gas Discharge and Their Applications* (Venice, Italy) September 19-23, p431
- [18] Cabrera V M, Cooray V 1992 *J. Electrostat.* **28** 187
- [19] Cooray V 1997 *Phys. Scr.* **55** 119
- [20] Wang X J, Yuan P, Cen J Y, Xue S M 2016 *J. Geophys. Res. Atmos.* **121** 8615
- [21] Wang X J, Yuan P, Cen J Y, Liu G R 2017 *J. Geophys. Res. Atmos.* **122** 4993
- [22] Wang D, Takagi N, Liu X, Watanabe T, Chihara A 2004 *Geophys. Res. Lett.* **31** 2003GL018613
- [23] Zhang F, Deng H, Yuan P, An T T, Yuan L Z, Xu L W 2024 *Atmos. Res.* **310** 107648
- [24] Boggs L D, Liu N, Nag A, Walker T D, Christian H J, da Silva C L, Austin M, Aguirre F, Rassoul H K 2021 *J. Geophys. Res. Atmos.* **126** e2020JD034438
- [25] Pierce E T 1955 *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **81** 211
- [26] Maslowski G, Rakov V A, Cvetic J, Miki M 2009 *20th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility* (Zurich, Switzerland) January 12-16, p121

Analysis of physical characteristics of lightning return stroke channels during radial expansion^{*}

YU Liye^{1) #} WANG Xuejuan^{1) 2) #} LYU Weitao^{2) †} DING Yitao¹⁾
 WANG Binghao¹⁾ ZHOU Hang¹⁾ WANG Heming¹⁾ XU Weiqun²⁾
 CHEN Lyuwen³⁾ MA Ying²⁾ QI Qi²⁾ WU Bin²⁾ YANG Jing⁴⁾

1) (*Collaborative Innovation Center on Forecast and Evaluation of Meteorological Disasters (CIC-FEMD), School of Automation, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044, China*)

2) (*State Key Laboratory of Severe Weather Meteorological Science and Technology, China Meteorological Administration (CMA) Key Laboratory of Lightning, Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081, China*)

3) (*Guangzhou Institute of Tropical and Marine Meteorology, China Meteorological Administration, Guangzhou 510641, China*)

4) (*Key Laboratory of Middle Atmosphere and Global Environment Observation (LAGEO), Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China*)

(Received 31 January 2026; revised manuscript received 23 March 2026)

Abstract

The upward transmission process of the lightning return stroke current is a key indicator for characterizing the radial expansion of the channel during the transition from the leader to the return stroke. To clearly reveal the radiation mechanism and the spatio-temporal evolution of the discharge plasma parameters during this stage, this study utilized the high-resolution spectral data from two lightning return strokes at the Canton Tower. For the first time, the optical radiation of the channel's radial expansion during the upward propagation of the return stroke current was analyzed, as well as distribution characteristics of the temperature and electron density along the channel in both the channel core and corona sheath. The results show that when the negative lightning return stroke current reaches the top of the corresponding leader channel, the channel undergoes radial expansion at a speed of approximately 10^5 m/s, dominated by a positive streamer, accompanied by intense neutral radiation. This expansion neutralizes the negative charges in the leader corona sheath, resulting in a rapid attenuation of the longitudinal current in the channel core during the initial stage of the return stroke. During the return stroke current propagation, there is intense energy exchange between the channel core and the surrounding corona sheath. The temperature of the channel core decreases with increasing channel height, with the rate of decrease gradually slowing. For the surrounding corona sheath, the variation of temperature with channel height differs at various times during the initial stage of the discharge. The electron density of the channel core is significantly correlated with that of the surrounding corona sheath. When the electron density of the corona sheath increases with the channel height, that of the channel core also increases; when it decreases, the channel core's electron density remains nearly constant along the channel height.

Keywords: return stroke current, radial discharge, corona sheath, temperature and electron density

DOI: [10.7498/aps.75.20260174](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260174)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260174](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260174)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 42575088), the Open Fund Project of Key Laboratory of Lightning, China Meteorological Administration (Grant No. 2024KELL-A003), the National Undergraduate Innovation and Entrepreneurship Training Program, China (Grant No. 202410300084Z), the Open Fund Project of the State Key Laboratory of Severe Weather, China Academy of Meteorological Sciences (CAMS) (Grant No. 2023LASW-B01), and the Basic Research Fund of Chinese Academy of Meteorological Sciences (Grant No. 2021Z011).

[#] These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: weitao.lyu@gmail.com



闪电回击通道径向扩展过程中通道物理特性分析

俞历冶 王雪娟 吕伟涛 丁懿韬 王炳浩 周航 王贺鸣 许伟群 陈绿文 马颖 齐奇 武斌 杨静

Analysis of physical characteristics of lightning return stroke channels during radial expansion

YU Liye WANG Xuejuan LYU Weitao DING Yitao WANG Binghao ZHOU Hang WANG Heming
XU Weiqun CHEN Lyuwen MA Ying QI Qi WU Bin YANG Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 140504 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260174

CSTR: 32037.14.aps.75.20260174

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260174>

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

依据不同波段光谱诊断闪电回击通道温度

Diagnosis of lightning return stroke channel temperature according to different band spectra

物理学报. 2022, 71(10): 109201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211673>

一次人工触发闪电回击过程的光辐射色散特性分析

Analysis of optical radiation dispersion characteristics of an artificially triggered lightning return stroke process

物理学报. 2022, 71(17): 179201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220479>

微空心阴极自脉冲放电微观动力学过程

Experiment and simulation on spatiotemporal microscopic dynamics of self-pulsing discharge in micro-hollow cathode

物理学报. 2025, 74(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241586>

应用于超高速流场电子密度分布测量的七通道微波干涉仪测量系统

A seven-channels microwave interferometer measurement system for measuring electron density distribution in hypervelocity transient plasma flow

物理学报. 2024, 73(17): 172401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240656>

微结构诱导电场畸变下混合放电的特性与增强机理

Characteristics and enhancement mechanism of hybrid discharge under microstructure-induced electric field distortion

物理学报. 2025, 74(23): 235216 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251303>

高超声速模型尾迹电子密度二维分布反演方法

Inversion method of two-dimensional distribution of electron density in hypersonic model wake

物理学报. 2022, 71(11): 115202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212345>