

基于 Mie 散射在线测量真空弧放电液滴方法探索*

董攀¹⁾ 田昌²⁾ 李杰^{1)†} 王韬¹⁾ 于海涛³⁾苏明旭²⁾ 何佳龙¹⁾ 石金水¹⁾

1) (中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

2) (上海理工大学能源与动力工程学院, 上海 200093)

3) (上海理工大学理学院, 上海 200093)

(2022 年 12 月 18 日收到; 2023 年 2 月 6 日收到修改稿)

金属液滴是真空弧放电的伴随产物, 它对理解阴极斑放电性质具有重要作用, 而且对工程应用也有重要影响. 金属液滴的测量一般采用离线的收集法, 不能获得全部空间和单次放电信息. 本文提出了一种通过 Mie 散射在线测量真空弧放电液滴的新方法, 并对它的可行性进行了探索研究. 首先通过仿真程序计算了钛金属液滴的散射光性质, 结果表明小直径颗粒散射光在全部角度上均有分布, 随着直径增加, 散射光越来越集中在前向, 这为不同直径液滴信号的反演提供了可能. 接着对探测器进行了分环设计, 当探测器分为 35 环时, 光能系数矩阵容易求解, 同时保证测量系统具有良好的分辨率. 初步实验结果表明, 钛金属液滴直径主要分布在 9.8 μm 附近, 验证了 Mie 散射测量真空弧液滴方法的有效性. 但液滴直径分布和离线测量有较大差异, 缺少小直径液滴信息, 主要原因来源于测量系统信噪比不够, 不能有效地获得小直径液滴散射信号, 还需要进一步优化.

关键词: Mie 散射, 真空弧放电, 液滴, 探测器**PACS:** 42.25.Fx, 52.25.Tx, 52.70.Kz, 52.80.Vp**DOI:** 10.7498/aps.72.20222406

1 引言

真空弧放电是一种发生在真空环境下的阴阳极放电现象, 可电离几乎所有金属元素, 而且产生的离子密度高, 被广泛应用于加速器、石油测井用中子管、真空断路器、表面沉积和溅射、大功率真空开关等领域^[1-6]. 真空弧放电过程中, 除产生金属原子和离子外, 还会伴随产生金属液滴^[7-9]. 液滴是阴极斑喷射到真空中的金属颗粒, 与阴极材料、表面熔融状态和等离子体参数等有关, 对它的研究可以获得阴极斑内部信息, 这对真空弧放电研究具有非常重要的意义. 但在工程上, 金属液滴属于大颗粒, 沉积在样品表面会破坏材料表面涂层的均匀性, 落在器壁上形成金属微粒降低器件绝缘强

度, 所以工程上希望尽量减少或避免金属液滴的产生^[10,11]. 因此, 对金属液滴行为的研究是真空弧放电机理及器件应用研究的重要科学问题, 具有非常重要的意义.

目前研究真空弧液滴最常用的方法是收集法. 它是一种离线测量方法, 通过在阴极附近放置一块表面洁净的收集板, 等放电结束后用电子扫描显微镜观察收集板上的液滴数量和直径分布. 通过这种方法, Anders 等^[12]研究了钨、铂、铜等阴极金属材料 and 放电弧流对液滴直径分布的影响规律. 对这些金属来说, 液滴直径大多介于 0.1—50 μm 之间, 而且直径越大, 数量越少; 阴极材料熔点越低, 液滴数量越多、直径越大; 放电弧流仅影响液滴数量, 不会改变粒径分布. Daalder^[13]测量了液滴数量沿阴极表面角度分布情况, 发现液滴主要分布在

* 国家自然科学基金 (批准号: 11735012, 11975217) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: nlijie@sina.com

10°和 30°之间. Proskurovsky 等^[14]测量了轴向磁场对液滴直径的影响,发现在轴向磁场作用下液滴数量及其最大直径均减少.收集法作为一种离线取样方法,只能采集收集板处液滴,无法获得整个空间的液滴信息.此外,收集法需要多次放电来累积液滴数量,从而获得具有统计意义的结果,没法获得单次放电的液滴信息以及液滴的运动演化过程. Siemroth 等^[15]于 2018 年采用连续光束照射 Cu 电极喷射液滴,通过阴影成像获得了液滴直径分布,结果表明液滴数量随直径增大呈指数衰减.该方法通过探测器上电信号宽度反推液滴直径,受杂散发射光影响,具有较大误差.而且液滴不能重叠,每次需要测量单个液滴信号,过程繁琐复杂.目前液滴实验研究并不多,反而是模拟研究方兴未艾,正在蓬勃发展^[16–18].有鉴于此,本文提出了通过 Mie 散射信号来反演获得真空弧液滴信息的在线测量方法,并对此方法的可行性进行了探索研究.

Mie 散射是光线通过颗粒物时发生的一种散射现象,对颗粒物的散射信号进行处理,并采用算法反演即可得到颗粒的粒径分布信息,这一方法已在颗粒测试领域获得了广泛应用,如粉尘、煤炭、炸药、食品等^[19–23].Mie 散射测量颗粒物具有范围广、速度快、在线检测等方面的优势,是目前应用最为广泛的一种粒度测试技术.

针对真空弧放电液滴特性,本文先介绍了仿真计算的散射光强性质,接着介绍了实验平台布局和探测器分环设计,最后介绍了初步实验结果并对其进行了讨论.

2 Mie 散射理论

Mie 散射理论基于麦克斯韦电磁场方程,能够对被单色平行光照射下的均质球形颗粒的散射光强分布进行严格数学求解^[24].如图 1 所示,一束光强为 I_0 的完全偏振光沿着 z 轴正方向传播,照射到位于坐标原点的各向同性均匀球形颗粒,则散射光强分量分别为

$$I_x = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} |s_1(\theta)|^2 I_0 \sin^2 \varphi = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} i_1(\theta) I_0 \sin^2 \varphi, \quad (1)$$

$$I_y = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} |s_2(\theta)|^2 I_0 \cos^2 \varphi = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} i_2(\theta) I_0 \cos^2 \varphi, \quad (2)$$

式中, λ 为入射光波长; r 为颗粒与探测点的距离; θ 为散射角; φ 为振动面与散射面(散射光场的点与 z 轴组成的面为散射面)的夹角; $s_1(\theta)$ 和 $s_2(\theta)$ 为

振幅函数; $i_1(\theta)$ 和 $i_2(\theta)$ 为散射强度函数.

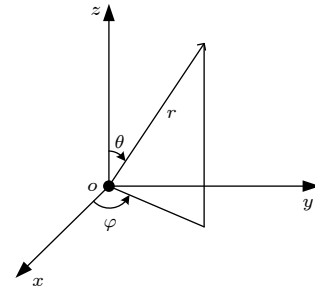


图 1 Mie 散射原理示意图

Fig. 1. Schematic diagram of Mie scattering.

振幅函数 $s_1(\theta)$ 和 $s_2(\theta)$ 具体表达式为

$$s_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n), \quad (3)$$

$$s_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n), \quad (4)$$

式中, a_n 和 b_n 为 Mie 散射系数; π_n 和 τ_n 与散射角有关,具体表达式分别为

$$a_n = \frac{\psi_n(\alpha) \psi'_n(m\alpha) - m \psi'_n(\alpha) \psi_n(m\alpha)}{\xi_n(\alpha) \psi'_n(m\alpha) - m \xi'_n(\alpha) \psi_n(m\alpha)}, \quad (5)$$

$$b_n = \frac{m \psi_n(\alpha) \psi'_n(m\alpha) - \psi'_n(\alpha) \psi_n(m\alpha)}{m \xi_n(\alpha) \psi'_n(m\alpha) - \xi'_n(\alpha) \psi_n(m\alpha)}, \quad (6)$$

$$\pi_n = \frac{dP_n(\cos \theta)}{d \cos \theta}, \quad (7)$$

$$\tau_n = \frac{dP_n^{(1)}(\cos \theta)}{d \theta}, \quad (8)$$

$$\alpha = m \pi d / \lambda, \quad (9)$$

式中, ψ_n 是半整数阶 Bessel 函数; ξ_n 是第二类 Hankel 函数; $P_n(\cos \theta)$ 和 $P_n^{(1)}(\cos \theta)$ 是关于 $\cos \theta$ 的 Legendre 和一阶缔合 Legendre 函数; m 为介质折射率; d 为颗粒直径. 总散射光强 I_s 为两个分量之和:

$$I_s = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2 r^2} [i_1(\theta) \sin^2 \varphi + i_2(\theta) \cos^2 \varphi]. \quad (10)$$

Mie 散射计算比较复杂,特殊情况下可将其简化为瑞利散射(颗粒直径 d 远小于入射光波长 λ) 和夫朗和费衍射(颗粒直径 d 远大于入射光波长 λ). 瑞利散射光强分布呈“腰子形”,不能通过散射光强分布的不同而体现颗粒粒度的不同,所以在颗粒粒度测量中很少使用.早期的激光粒度仪基于夫朗和费衍射理论,测量下限一般为 2 μm . 随着技术发

展, 现在大多直接基于 Mie 散射理论, 其测量范围可达到 0.05—1000 μm .

3 数值计算分析

根据 Mie 散射理论, 颗粒散射光与颗粒直径、相对折射率和散射角度有关, 通过分析一定角度下的散射光强分布可以获得液滴信息, 所以对散射光强的数值计算至关重要. 颗粒可分为耗散颗粒和非

耗散颗粒: 耗散颗粒对光不仅有弹性散射还存在吸收效应, 部分光能向周围散射, 部分光能被颗粒吸收; 非耗散颗粒只对光进行散射而无吸收效应. 可用相对复折射率 m 反映颗粒的这一特性.

当阴极材料为钛 (Ti) 时, 对于波长为 650 nm 的入射光来说, Ti 金属液滴的相对复折射率为 $m = 2.74 + 3.81i$ [25]. 分别计算了液滴直径 $d = 0.1, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0 \mu\text{m}$ 的散射光强分布, 图 2 为散射光强分布矢极图, 图 3 为相对散射光强分布曲线图.

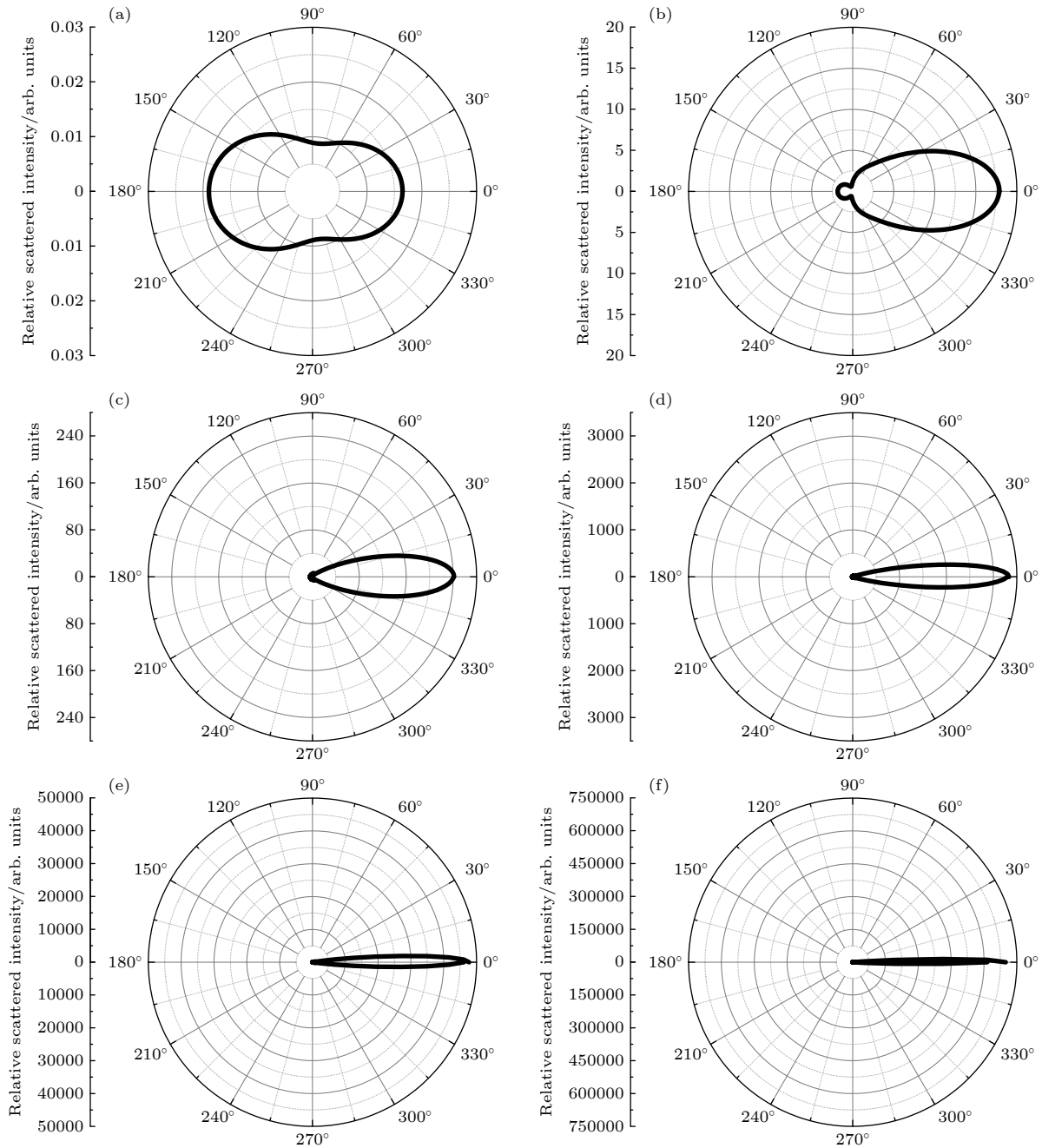


图 2 不同直径 Ti 液滴散射光强分布矢极图 (a) 0.1 μm ; (b) 0.5 μm ; (c) 1.0 μm ; (d) 2.0 μm ; (e) 4.0 μm ; (f) 8.0 μm

Fig. 2. Sagittal distribution of the scattered light intensity of Ti droplet: (a) 0.1 μm ; (b) 0.5 μm ; (c) 1.0 μm ; (d) 2.0 μm ; (e) 4.0 μm ; (f) 8.0 μm .

结合图 2 和图 3 可以看出, 当液滴直径 $d = 0.1 \mu\text{m}$ 时, 后向散射光强大于前向, 然后随着液滴直径增大, 光强逐渐往前向集中, 最后逐渐汇聚到前向很小的一个角度内; 当液滴直径较大时, 其散射光强分布及其不均, 以前向散射为主, 此时可近似为夫朗和费衍射. 因此, 对于小直径液滴, 需测量大角度范围内散射光强; 对于大直径液滴, 需测量小角度范围内散射光强, 而忽略其在大角度方向下的散射光强. 此外, 小直径液滴和光子碰撞截面小, 散射光强远小于大直径液滴, 在通过角度差异获得不同直径液滴散射信号时, 要求探测器具有较高的数据位数, 可分辨大角度的微弱信号.

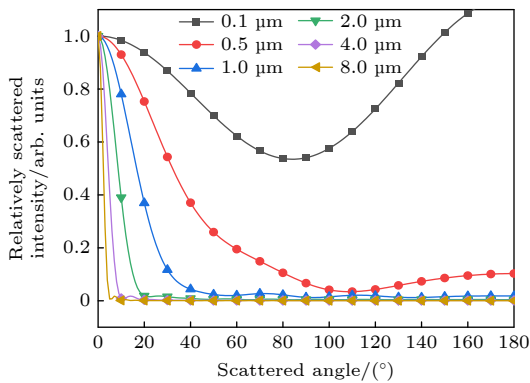


图 3 Ti 液滴相对散射光强分布曲线图

Fig. 3. Distribution of the relative scattered light intensity of Ti droplet.

4 实验装置设计

Mie 散射法测试液滴实验布局如图 4 所示. 真

空弧放电装置放置在一个真空腔内部, 气压低于 $5 \times 10^{-5} \text{ Pa}$. 真空腔主体发黑, 避免杂散光对测量信号的影响, 相对两侧有石英玻璃窗, 用于传输探测激光和散射光. 放电装置由阴极和阳极组成, 两者间距小于 0.5 mm , 2 kV 电压下即可稳定发生真空弧放电. 阴极材料为 Ti, 阳极极不锈钢. 弧流脉宽设置为 $10 \mu\text{s}$, 典型波形为准方波. 实验时, 真空弧放电本身会发出耀眼的光线, 谱线波长主要由阴极材料决定. 对于 Ti 阴极来说, 主要为低于 450 nm 的紫光和紫外光. 为了避免这部分光线在探测器上产生信号, 在傅里叶透镜前加一个窄带滤波片, 仅让波长和激光相同的光线透过.

采用 650 nm 的半导体激光器作为测试装置的光源, 其发出的单色光经过扩束器后变成准直平行光, 通过真空弧放电装置, 和真空弧放电喷射的液滴相互作用形成散射光, 散射光由傅里叶透镜汇聚于焦平面上, 并由光电探测器接收后将其转换成电信号, 经过信号处理后输入到计算机中, 最后通过反演计算得到液滴直径及其分布.

傅里叶透镜的作用是将相同角度的散射光汇聚到光电探测器的同一光环面上, 为了获得不同角度的散射光强分布, 需要将光电探测器划分成多个光环. 传统测试方法大多采用硅光电池作为探测器, 其工作性能比较稳定、技术较为成熟, 但应用中往往需人工或专用软件对中, 操作繁琐且易受外界环境影响, 分辨率也偏低. 近年来, 光电探测技术和信号处理水平飞速发展, 在粒度测试中已采用 CCD 探测器来接收散射光, 这种探测技术具有

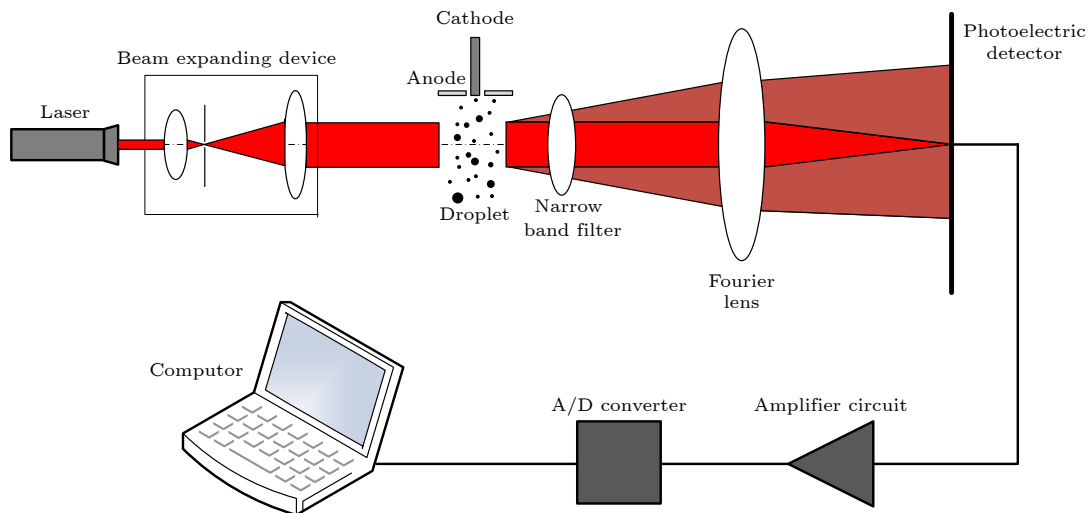


图 4 Mie 散射法测试液滴实验布局

Fig. 4. The measurement layout of droplet by Mie scattering.

可自动采集、可记录高分辨率的散射光信号的优势,且结合图像处理技术可实现光环自动定中、动态分环,具有自动化水平高、测量精度高以及适应性较强等优点.

散射光在光电探测器第 n 环上的光能为^[24]

$$E_n = C' \sum_i N_i \int_{\theta_{n,1}}^{\theta_{n,2}} (i_1 + i_2) \sin \theta d\theta$$

$$= C' \sum_i T_{n,i} N_i, \quad (11)$$

式中, $\theta_{n,1}$ 和 $\theta_{n,2}$ 分别为第 n 环内径和外径相对液滴形成的散射角; C' 为常数,在归一化处理中可忽略不计; N_E 是直径区间为 D_t 的液滴数量. (11) 式可写成矩阵形式:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ \vdots \\ E_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{1,1} & T_{1,2} & \cdots & T_{1,m} \\ T_{2,1} & T_{2,2} & \cdots & T_{2,m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ T_{n,1} & T_{n,2} & \cdots & T_{n,m} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_1 \\ N_2 \\ \vdots \\ N_m \end{bmatrix}, \quad (12)$$

式中, $[E_1 \ E_2 \ \cdots \ E_n]^T$ 为光能分布列向量,由 Mie 散射测试实验确定; $[N_1 \ N_2 \ \cdots \ N_m]^T$ 为将所有液滴按大小划分为 m 级后各直径数量,需通过反演计算求解;而

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{1,1} & T_{1,2} & \cdots & T_{1,m} \\ T_{2,1} & T_{2,2} & \cdots & T_{2,m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ T_{n,1} & T_{n,2} & \cdots & T_{n,m} \end{bmatrix} \quad (13)$$

为光能系数矩阵,元素 $T_{n,i}$ 指直径为 D_t 的液滴在第 n 环的散射光能,由探测器光环尺寸、入射光波

长、傅里叶透镜焦距、液滴直径以及液滴材料相对折射率共同决定. (13) 式可进一步简写成:

$$\mathbf{E} = \mathbf{T}\mathbf{N}. \quad (14)$$

采用 Mie 散射理论计算光能系数矩阵是一个收敛速度较慢的求积分运算,为降低光能系数矩阵的条件数,采用对数划分直径区间的方式对光环尺寸进行设计,可得到病态性相对较好的系数矩阵. 探测器光环尺寸的设计需综合考虑两方面因素:系统测试的分辨率和矩阵 \mathbf{T} 的病态程度. 通常探测器的分环数目越多,则反演的液滴区间就越多,测量分辨率高,但计算的复杂性明显增大,所以需合理确定探测器分环和液滴直径分档数目. 为保证测量精度,通过计算对比了 30—50 环系数矩阵的条件数,最终确定分环数为 35,探测器光环设计尺寸如表 1 所列,探测器有效区域为 0.105—4.212 mm.

采用表 1 设计的探测器光环尺寸进行模拟分析,图 5 为 Ti 金属液滴在不同直径下的散射光能在探测器各环上的分布对比. 随着粒径增大散射光能在探测器各环上的分布以外环为主逐渐趋向以内环为主,这一规律和图 3 一致,小直径液滴散射光主要分布在大角度上,即探测器外环,而大直径液滴散射光则集中在图像中心. 探测器对不同直径液滴的辨别力良好,满足 0.1—10.0 μm 直径的测量需求. 同时,采用对数划分方式的 35 粒级下的矩阵 \mathbf{T} 是一个相对良态矩阵. 可见,对探测器划分采用 35 环的对数划分,有利于光散射粒径测量系统的测量精确性与稳定性.

表 1 CCD 光环设计尺寸
Table 1. Design size of CCD annulus.

环数	内环/mm	外环/mm	环数	内环/mm	外环/mm	环数	内环/mm	外环/mm
1	0.105	0.117	13	0.373	0.414	25	1.321	1.468
2	0.117	0.13	14	0.414	0.461	26	1.468	1.631
3	0.13	0.144	15	0.461	0.512	27	1.631	1.812
4	0.144	0.161	16	0.512	0.569	28	1.812	2.014
5	0.161	0.178	17	0.569	0.632	29	2.014	2.238
6	0.178	0.198	18	0.632	0.702	30	2.238	2.486
7	0.198	0.22	19	0.702	0.78	31	2.486	2.763
8	0.22	0.245	20	0.78	0.867	32	2.763	3.07
9	0.245	0.272	21	0.867	0.963	33	3.07	3.411
10	0.272	0.302	22	0.963	1.07	34	3.411	3.79
11	0.302	0.336	23	1.07	1.189	35	3.79	4.212
12	0.336	0.373	24	1.189	1.321			

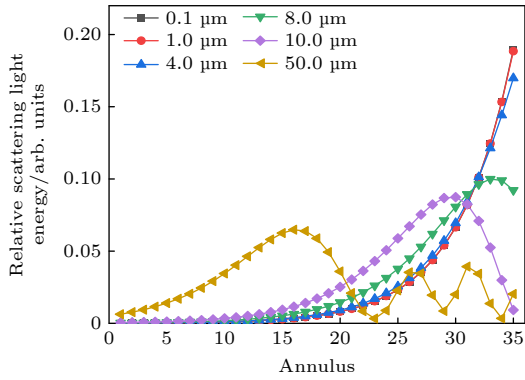


图 5 Ti 液滴在探测器不同环上的光能分布

Fig. 5. Light energy distribution of Ti droplet on different annulus of detector.

5 初步实验结果

选用北京海岸鸿蒙公司的国家标准颗粒物聚苯乙烯乳胶球对装置测量精度进行校验. 获得颗粒散射信号图后, 进行光环区域划分, 提取 CCD 各环散射光能分布, 而后通过非独立模式下的差分进化算法, 对提取到的颗粒散射光能进行反演, 根据实验散射信号反演得到粒径如表 2 所列.

表 2 标准颗粒粒径测量结果对比表

Table 2. Comparison results of standard particle between measurement and nominal diameter.

标称粒径/ μm	测量粒径/ μm	相对误差/%
0.7	0.65	7
2.6	2.69	3
5.4	5.75	6
9.4	8.88	5
15.0	15.20	2

扩束后激光直径为 10 mm, 液滴运动速度约数百 m/s^[2,7], 通过激光束时间小于 100 μs , 测量时曝光时间取为 100 μs , 曝光起始时刻和弧流之间的时序通过延时同步机调节. 当弧流为 100 A 时, 散射信号如图 6(b) 所示, 相比没有液滴的背景信号图 6(a), 可以看到液滴的散射信号图像亮度强, 散射斑大, 可有效地获得液滴信息.

获得液滴散射图像后, 通过图像去噪、图像二值化、形态学处理和边缘检测等数据处理, 对光环进行定中并提取散射光能, 再根据 (14) 式得到液滴大小分布, 如图 7 所示. 图 7(a) 为 CCD 探测器不同环上的散射光能分布, 可以看出散射光能主要分布在 32 环左右. 三次测量得到的散射光能基本

一致, 个别偏差是因为 Ti 电极放电产生液滴大小不同引起, 从而验证了信号处理方法以及反演程序的正确性. 按最大直径 50 μm 反演得到的液滴直径分布如图 7(b) 所示, 为单峰分布, 峰值为 9.8 μm , 中位数为 7.9 μm , 和离线测量得到的大直径液滴数值 10 μm 非常接近^[26]. 但分布规律和离线实验的规律——液滴直径越大数量越少相差甚远, 这是因为小直径液滴散射信号相比大直径液滴要弱 4 个量级, 受实验条件限制, 被大直径液滴散射信号掩盖, 没有被分辨出来, 所以处理结果没有包含小直径液滴信息. 小直径液滴运动速度快于大直径

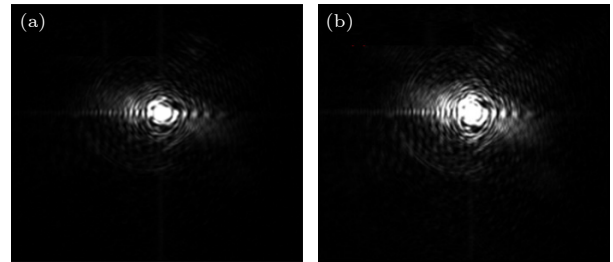


图 6 弧流为 100 A (a) 无金属 Ti 液滴的背景信号; (b) 有金属 Ti 液滴的散射信号

Fig. 6. When arc current is 100 A: (a) Background signal without Ti droplet; (b) scattering signal with Ti droplet.

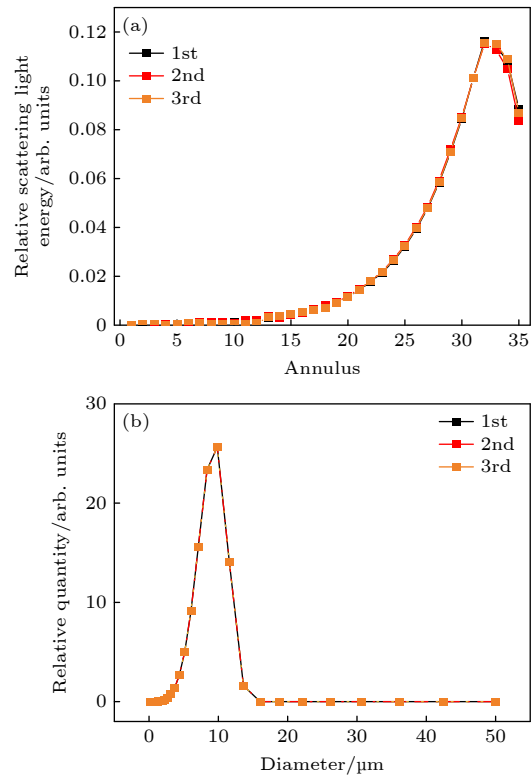


图 7 (a) 散射光能分布; (b) Ti 液滴直径分布

Fig. 7. (a) Scattering light energy distribution; (b) Ti droplet diameter distribution.

液滴, 导致大直径液滴散射信号曝光时间长于小直径, 也会引起小直径液滴沉积在光环上的散射信号变弱和分布偏低. 但由于小直径液滴运动速度和大直径仅相差数倍, 相比散射强度 4 个量级的差距, 这部分信号偏差引起的误差可忽略.

实验结果表明, Mie 散射测量真空弧液滴直径分布是可行的. 相比需要多次测量和取样统计的传统离线方法, 它是一种在线诊断方法, 单次放电即可获得全部的液滴信息, 数据处理速度快, 可在不破坏真空环境的情况下实时监测不同工作状态下液滴信息. 但目前该方法对小直径液滴的处理还存在问题, 需要进一步提升实验采集系统信噪比. 可采取的措施有: 采用科学级高位数低温 CCD 相机, 降低背景信号强度; 增大放电弧流和脉宽, 叠加多次放电测量结果, 提升小直径信号强度等.

6 总 结

本文提出了利用 Mie 散射在线测量真空弧放电液滴的方法, 建立数值仿真程序分析了不同直径液滴的光散射分布规律; 搭建了初步的实验平台, 对面阵 CCD 相机进行了分环, 计算了相应的光能分布特点; 测量了液滴散射信号, 对信号进行了数据处理, 获得了液滴直径分布. 相同实验条件下, 多次实验结果一致性很好, 这也验证了数据处理方法和反演算法的正确性. 目前 Mie 散射在线测量液滴直径的方法对大尺寸液滴具有较好的响应, 但受实验系统限制, 对小尺寸液滴测量还存在问题, 需要进一步提升实验系统的灵敏度, 这将在后续研究中解决. 此外, 下一步将利用此方法研究液滴直径分布随阴极材料和弧流等参数的变化规律, 提升真空弧放电在材料表面改性、大功率电真空器件等工程领域的应用水平.

参考文献

[1] Brown I G 1994 *Rev. Sci. Instrum.* **65** 3061
 [2] Anders A 2008 *Cathodic Arcs* (New York: Springer Science+Business Media) p7
 [3] Ge G W, Cheng X, Liao M F, Duan X Y, Zou J Y 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 1003

[4] Boudot C, Kulm M, Kauffeldt K M, Schein J 2017 *Mater. Sci. Eng., C* **74** 508
 [5] Liu F X, Long J D, Zheng L, Dong P, Li C, Chen W 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 025001
 [6] Li J, Zheng L, Dong P, Long J D, Wang T, Liu F X 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 042901 (in Chinese) [李杰, 郑乐, 董攀, 龙继东, 王韬, 刘飞翔 2022 物理学报 **71** 042901]
 [7] Mesyats G A (translated by Li G Z) 2007 *Vacuum discharge physics and high power pulse technology* (Beijing: National Defense Industry Press) pp202-204 (in Chinese) [G. A. 米夏兹著 (李国政译) 2007 真空放电物理和高功率脉冲技术 (北京: 国防工业出版社) 第202—204页]
 [8] Kaufmann H T C, Cunha M D, Benilov M S, Hartmann W, Wenzel N 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 163303
 [9] Dong P, Li J, Zheng L, Liu F X, Long J D, Shi J S 2018 *High Power Laser Part. Beam* **30** 014001 (in Chinese) [董攀, 李杰, 郑乐, 刘飞翔, 龙继东, 石金水 2018 强激光与粒子束 **30** 014001]
 [10] Wu X Y, Liao B, Zhang X, Li Q, Peng J H, Zhang H X, Zhang X J 2014 *J. Beijing Normal Univ. (Nat. Sci. Ed.)* **50** 132 (in Chinese) [吴先映, 廖斌, 张旭, 李强, 彭建华, 张荟星, 张孝吉 2014 北京师范大学学报(自然科学版) **50** 132]
 [11] Lee W Y, Jang Y J, Tokoroyama T, Murashima M, Umehara N 2020 *Diamond Relat. Mater.* **105** 107789
 [12] Anders S, Anders A, Yu K M, Yao X Y, Brown I G 1993 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **21** 440
 [13] Daalder J E 1976 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **9** 2379
 [14] Proskurovsky D I, Popov S A, Kozyrev A V, Pryadko E L, Batrakov A V, Shishkov A N 2007 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35** 980
 [15] Siemroth P, Laux M, Pursch H, Sachtleben J, Balden M, Rohde V, Neu R 2018 *28th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum* Greifswald, Germany, September 23-28, 2018 p325
 [16] Mesyats G A, Uimanov I V 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 2241
 [17] Zhang X, Wang L J, Ma J W, Wang Y, Jia S L 2019 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **52** 035204
 [18] Wang L J, Zhang X, Li J G, Luo M, Jia S L 2021 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **54** 215202
 [19] Takamune M, Sasaki S, Kondo D, Naoi J, Kumakura M, Ashida M, Moriwaki Y 2022 *Appl. Phys. Express* **15** 012007
 [20] Monfared S K, Buttler W T, Frayer D K, Grover M, LaLone B M, Stevens G D, Stone J B, Turley W D, Schauerat M M 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 223105
 [21] Hudgins D, Gambino N, Rollinger B, Abhari R 2016 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **49** 185205
 [22] Chen Z M, Hu P B, Meng Q Q 2015 *The Journal of Light Scattering* **27** 54 (in Chinese) [陈哲敏, 胡朋兵, 孟庆强 2015 光散射学报 **27** 54]
 [23] Zhang H, Liang Y, Chen J G, Peng H T 2021 *Opt. Lasers Eng.* **144** 106642
 [24] Cai X S, Su M X, Shen J Q 2010 *Particle size Measurement Technology and Application* (Beijing: Chemical Industry Press) p32 (in Chinese) [蔡小舒, 苏明旭, 沈建琪著 2010 颗粒粒度测量技术及应用 (北京: 化学工业出版社) 第32页]
 [25] Johnson P, Christy R 1974 *Phys. Rev. B* **9** 5056
 [26] Hirofumi T, Koji S, Tateki S 1998 *Thin Solid Films* **316** 73

Mie scattering based on-line measurement of droplet from vacuum arc^{*}

Dong Pan¹⁾ Tian Chang²⁾ Li Jie^{1)†} Wang Tao¹⁾ Yu Hai-Tao³⁾
Su Ming-Xu²⁾ He Jia-Long¹⁾ Shi Jin-Shui¹⁾

1) (*Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*School of Energy and Power Engineering, Shanghai University of Science and Engineering, Shanghai 200093, China*)

3) (*College of Science, Shanghai University of Science and Engineering, Shanghai 200093, China*)

(Received 18 December 2022; revised manuscript received 6 February 2023)

Abstract

Metal droplet is produced accompanied with vacuum arc discharge, which is important to the research of cathode spot and the application of vacuum arc. The droplet comes from the cathode spot crater and can reflect the physical process of the cathode spot. However, it will destroy the uniformity of surface deposition in engineering and should be avoided as much as possible. The measurement of metal droplet usually adopts off-line collector, which cannot obtain the signal of the whole space and single arc. In order to on-line measure the droplet, a new method by the Mie scattering is developed in this work, and its feasibility is investigated. The characteristic of the scattering light of titanium droplet is computed by the simulation code. The results indicate that the scattering light beams of the small droplet are distributed at all angles. With the increase of the diameter, the scattered light beams are more and more concentrated in the forward direction, which allows the inversion of the signals of the droplets with different diameters. Then the detector is designed with different annuluses. When the detector is divided into 35 annuluses, the light energy coefficient matrix is easy to solve and the measurement system has a good resolution. The experimental setup is built and the preliminary experiment is carried out. The results indicate that the diameters of titanium droplets are mainly around 9.8 μm , which verifies the effectiveness of the Mie scattering method of measuring vacuum arc droplets. However, the small droplet information is not detected, so the droplet diameter distribution is quite different from the off-line measurement. The reason is that the signal-to-noise ratio of the measurement system is poor, thereby leading the scattered signals of the small droplet to fail to be obtained effectively. The experimental setup need to be further optimized.

Keywords: Mie scattering, vacuum arc, droplet, detector

PACS: 42.25.Fx, 52.25.Tx, 52.70.Kz, 52.80.Vp

DOI: 10.7498/aps.72.20222406

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11735012, 11975217).

† Corresponding author. E-mail: nlijie@sina.com



基于Mie散射在线测量真空弧放电液滴方法探索

董攀 田昌 李杰 王韬 于海涛 苏明旭 何佳龙 石金水

Mie scattering based on-line measurement of droplet from vacuum arc

Dong Pan Tian Chang Li Jie Wang Tao Yu Hai-Tao Su Ming-Xu He Jia-Long Shi Jin-Shui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 084203 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222406

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222406>

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

单指式微执行器端面冷凝液滴的迁移特性

Migration characteristics of droplet condensation on end surface of single-finger microgripper

物理学报. 2020, 69(18): 186801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200463>

液滴撞击液膜的穿越模式及运动特性

Kinematics and passing modes of a droplet impacting on a soap film

物理学报. 2019, 68(15): 156101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190604>