

水下脉冲火花放电在金属表面微纳结构制备中的应用*

李鑫 梁沥文 石桓通[†] 吴坚 李兴文

(西安交通大学, 电工材料电气绝缘全国重点实验室, 西安 710049)

(2026 年 1 月 9 日收到; 2026 年 2 月 2 日收到修改稿)

金属表面微纳结构因其独特的物化特性, 具有广泛的应用前景. 为实现金属表面微纳结构的高通量、低成本与高精度制备, 本文提出一种基于水下脉冲火花放电的冲击压印方法. 以数字视频光盘 (DVD) 表面的聚碳酸酯薄膜为模具, 在铝箔表面开展了冲击压印实验, 系统地研究了在充电电压固定为 30 kV 的条件下间隙距离对压印面积与结构保真度的影响; 进一步地, 建立了在不同间隙距离和充电电压条件下保真度与沉积能量之间的关系. 结果表明: 压印面积与结构保真度均随着间隙距离的增大而呈现先增加后减小的趋势, 在间隙距离为 3 mm 时可在直径 20 mm 范围内实现大面积转印, 最大保真度可达 0.7, 具有最优的压印效果; 压印保真度与沉积能量呈分段线性关系, 并且与电流前半周期沉积能量的相关性大于总沉积能量. 此外, 在保证有效压印的阈值能量 (280 J) 和保真度饱和的饱和阈值 (380 J), 需要保证电流前半周期沉积能量略高于饱和阈值. 本研究为金属表面功能性微纳结构的高效制备提供了一种新的技术途径.

关键词: 脉冲火花放电, 冲击压印, 微纳结构, 沉积能量, 间隙距离**DOI:** 10.7498/aps.75.20260041**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260041

1 引言

在金属表面制备微纳结构阵列可有效地调控其表面性能, 如浸润性^[1]、耐磨性^[2]和光学特性^[3]等, 进而在防腐防冰、滑动电接触、太阳能收集等领域展现出广阔的应用前景^[4]. 然而, 受限于熔融金属在微纳尺度下显著的毛细力效应和尺寸效应, 砂型铸造、热锻等传统加工方法难以实现高精度、高分辨率微纳结构的制备^[5]. 目前, 聚焦离子束^[6]、电子束光刻^[7]等技术虽具备纳米级分辨率, 但其工艺复杂、成本高昂、效率低下的缺点限制了其在大规模制造中的应用. 激光刻蚀^[8]、3D 打印^[9]等技术具备高通量、低成本制备的特点, 但在加工精度和分辨率方面仍存在不足. 因此, 金属表面微纳结构

的制备存在着制造精度和通量之间的矛盾.

纳米压印光刻作为一种可兼顾精度与通量的微纳加工技术, 已成功在聚合物及金属玻璃等材料上得到应用, 但由于晶粒尺寸效应和局部位错密度爆发等效应, 仍难以直接适用于晶体金属^[10]. 受此启发, Gao 等^[11]在 2014 年提出了激光冲击压印技术, 在室温条件下实现了特征尺寸达 10 nm、深宽比高达 5 的金属薄膜表面三维纳米结构加工, 展现出兼顾高通量、低成本和高精度的优势. 然而, 受激光光斑限制, 该技术的单次加工范围通常局限于毫米尺度; 同时, 受激光能量限制, 该技术在金属块体材料的加工效果有限. Hasegawa 等^[12]在 2023 年发展了一种炸药冲击压印技术, 在 5 mm 厚、40 mm×40 mm 面积的铝板上成功制备出亚微米结构, 且压印保真度高达 90%. 然而, 炸药存在

* 国家重点研发计划 (批准号: 2020YFA0710500) 和陕西省科技计划 (批准号: 2022TD-59) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: htshi@xjtu.edu.cn

着安全性差和可控性低等问题,限制了其进一步的工业应用. Li 等^[13]在 2025 年采用水下金属丝电爆炸替代炸药,同样实现了在金属块体材料表面的微纳结构制备,同时兼顾加工过程的安全性和可控性.然而,在水下金属丝电爆炸中,金属丝需要频繁更换,影响加工的连续性,且电爆炸后残留的金属纳米颗粒会导致水体污染,增加后续处理成本.

水下脉冲火花放电利用脉冲高电压将水介质击穿、加热形成等离子体通道,并通过该等离子体通道的急剧膨胀,压缩环境水介质产生冲击波,从而实现电能向机械能的转换^[14].相较于水下金属丝电爆炸,水下脉冲火花放电虽在能量转换效率和冲击波压力峰值方面呈现劣势^[15],但由于其具有无需消耗金属丝,放电后水介质可自动恢复,具备可连续加工^[16]、环境友好、成本低廉等优点,目前已在油气增产、体外碎石和水中声源等场景得到广泛应用^[17].然而,水下脉冲火花放电在微纳结构加工领域尚未得到研究.为进一步提升金属表面微纳结构的制造通量,本文提出一种基于水下脉冲火花放电的冲击压印方法,重点研究了间隙距离和沉积能量对压印面积、重复性及结构保真度的影响规律,并初步分析了潜在的影响机制,为该方法的参数优化以及进一步的应用提供实验依据与理论参考.

2 实验平台与方法

基于水下脉冲火花放电的金属表面微纳结构加工系统示意图如图 1(a) 所示.该系统主要包括 50 kV/0.3 A 高压恒流电源、100 kV 高压触发器、4 μF 脉冲电容器、场畸变开关以及直径为 10 cm 的铝制水腔.实验设定电容器充电电压为 20, 25,

30 kV(储能为 800, 1250, 1800 J);采用直径 18 mm、锥角 20°、曲率半径为 2 mm 的针-针电极对,其中高压电极经同轴电缆接入水腔,地电极通过螺钉固定于水腔侧壁,电极间隙可在 0—20 mm 范围内调节;使用蒸馏水(电导率 < 0.1 $\mu\text{S}/\text{cm}$, pH 值 6.5—7.5, 钠离子 < 0.01 mg/L, 氯离子 < 0 mg/L, 钙离子 < 0 mg/L)作为放电介质,在同一条件下进行实验时不更换水进行连续三次放电,以研究连续放电的可重复性.电流信号使用罗氏线圈(CWTHF 1500B)测量,电压信号通过高压探头(Tektronix P6015A)测量.

放电电路的等效原理图如图 1(b) 所示,其中, R_c 和 L_c 分别为回路的电阻和电感,通过 30 kV 短路实验测得 $R_c = 0.063 \Omega$, $L_c = 431.2 \text{ nH}$; R_{pl} 和 L_{pl} 分别为等离子体通道的电阻和电感.忽略等离子体通道膨胀对电感的影响. L_{pl} 可根据下式估算^[18]:

$$L_{pl} = \frac{\mu_0 d}{2\pi} \left(\ln \frac{2d}{r} - 0.75 \right), \quad (1)$$

式中, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ 为真空中的磁导率, d 为间隙距离, r 为等离子体通道的半径.

等离子体通道两端的阻性压降 U_R 可以表示为

$$U_R = U - R_c I - (L_c + L_{pl}) \frac{dI}{dt}, \quad (2)$$

式中, U 为高压探头测得的电压, I 为脉冲放电电流.等离子体通道的沉积能量 E_{pl} 可表示为

$$E_{pl} = \int_{t_1}^{t_1+t_w} U_R(t) I(t) dt, \quad (3)$$

其中积分下限 t_1 为电流的起始时刻,积分长度 t_w 可选取为电流第一个半周期或全部周期,沉积能量分别对应第一个半周期沉积能量和总沉积能量.

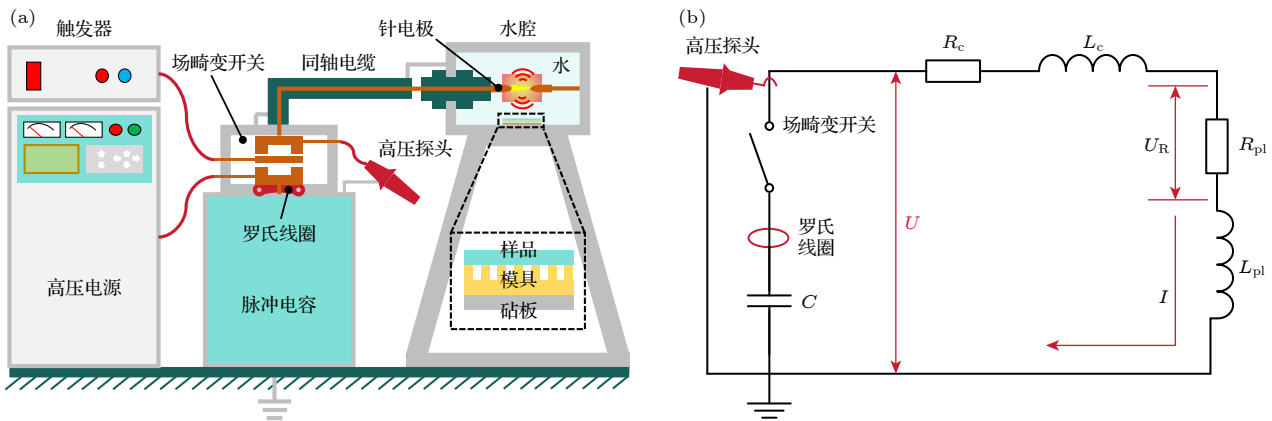


图 1 (a) 实验装置示意图; (b) 电路原理图

Fig. 1. (a) Schematic of the experimental setup; (b) circuit schematic.

待加工的样品采用 10 μm 厚, 20 mm \times 20 mm 大小的铝箔; 砧板采用耐冲击的高强度材料 42CrMo; 模具从商业 DVD 光盘获得, 如图 2 所示, DVD 光盘上的聚碳酸酯层表面具有亚微米级周期性阵列, 可作为一种可快速获取的、低廉的模具 [19]. 将铝箔、模具和砧板按图 1(a) 插图所示顺序叠放, 整体装入聚乙烯袋中进行真空密封 (真空度为 0.01 MPa) 以保证铝箔与模具之间紧密贴合. 将准备完成的样品置于水腔底部, 保持与电极对轴线的距离为 10 mm. 如图 3 所示, 由于商业铝箔表面的原始粗糙度较高, 会严重影响微纳结构的均匀性甚至导致压印失败 [10]. 为此, 在正式压印前, 使用镜面不锈钢作为硬模具对铝箔进行一次预压印处理, 可以将表面粗糙度降至 10 nm 水平.

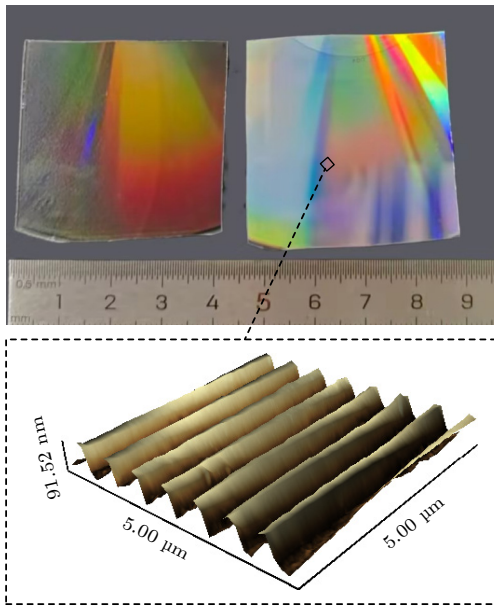


图 2 DVD 光盘表面的亚微米结构
Fig. 2. Submicron-scale microstructure on DVD discs.

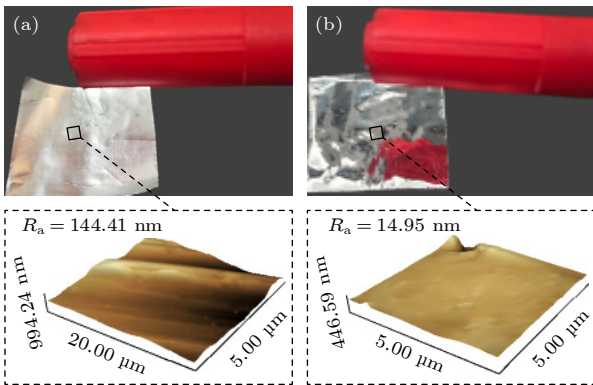


图 3 铝箔表面粗糙 (a) 预压印前; (b) 预压印后
Fig. 3. Surface roughness of aluminium before (a) and after (b) pre-imprinting.

3 实验结果与分析

3.1 典型放电过程与压印结果分析

当高压脉冲施加于电极间隙时, 间隙内首先产生微弱的泄漏电流, 该电流对水介质进行加热, 导致其持续气化和电离循环从而形成流注并向另一电极发展, 这一过程称为预击穿阶段 [20]. 待流注贯通整个间隙形成连接两极的等离子体通道后, 电容器中存储的剩余能量迅速向等离子体通道注入, 导致等离子体通道急剧加热并膨胀, 推动周围水体产生强烈冲击波, 这一过程称为火花放电阶段. 在充电电压为 30 kV, 间隙距离为 2 mm 的条件下, 典型放电波形如图 4(a) 所示, 场畸变开关在 $t_0 = -5 \mu\text{s}$ 时

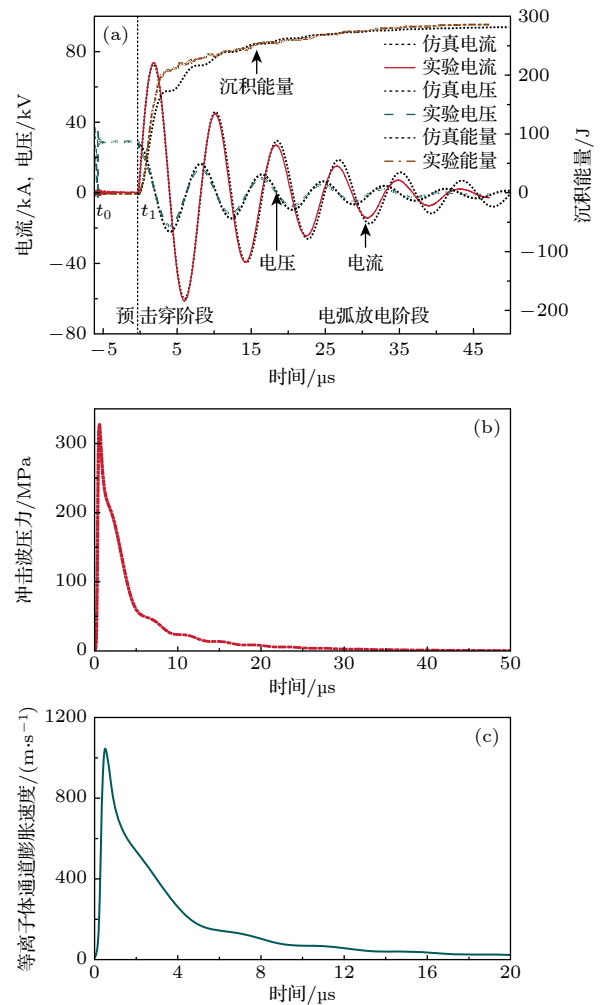


图 4 水下脉冲火花放电典型波形 (a) 典型电压电流波形; (b) 10 mm 距离的压力分布; (c) 等离子体通道膨胀速度
Fig. 4. Typical waveforms of underwater pulsed spark discharge: (a) Typical voltage and current waveforms; (b) pressure profile calculated at a distance of 10 mm; (c) expansion velocity of plasma channel.

刻导通, 将 30 kV 高压施加于水间隙; 经过约 5 μs 的预击穿过程后, 间隙在 $t_1 = 0 \mu\text{s}$ 时发生击穿, 进入火花放电阶段; 电压与电流呈欠阻尼振荡衰减, 约 50 μs 后同时衰减至零, 放电过程结束. 预击穿阶段的能量损耗可以通过下式进行计算:

$$E_{\text{pl}} = \frac{1}{2} C(U_0^2 - U_{\text{br}}^2), \quad (4)$$

式中, U_0 为电容的充电电压, U_{br} 为间隙击穿时刻的电容电压. 图 4(a) 中击穿电压为 29.7 kV, 可计算出在预击穿阶段消耗了 35.8 J 能量.

放电产生的冲击波在水中初始以超过 1500 m/s 的超音速传播, 随着传播距离的增加逐渐降低至声速, 同时压力幅值也随着传播距离的增加近似呈指数规律衰减 [21]. 为实现在铝箔表面微纳结构的压印, 需要利用超高应变率冲击波诱发铝箔表面的超塑性流动 [11], 这要求冲击波具有足够高的压力幅值. 因此, 样品须置于距放电中心较近处, 本文设置爆炸距离为 10 mm. 在脉冲放电近区存在较强的电磁干扰, 导致常规压力传感器无法工作. 为此, 采用先前工作建立的水下脉冲火花放电数值模型 [18],

对样品表面水域的冲击波压力分布进行了计算, 结果如图 4(b) 所示, 其中, 0 时刻对应于冲击波抵达样品表面的时刻. 由图 4(b) 可以看到, 冲击波压力峰值可达到 326 MPa, 在该冲击波作用下, 铝箔发生超塑性变形, 压入模具的纳米沟槽中, 产生与模具形状相反的结构.

图 5(a) 为压印的亚微米结构的典型原子力显微镜图像. 可以看到, 压印的亚微米结构为竖直周期性沟槽, 与模具表面的结构形状一致, 并且由于周期性结构诱发的衍射效应, 在铝箔表面表现出结构色 (图 6(a)). 注意到结构表面存在少量缺陷, 这可能与铝箔的初始粗糙度有关. 图 5(b) 为铝箔与模具表面结构的二维深度分布对比, 铝箔表面的结构深度约为 40 nm, 低于模具的 80 nm. 该差异主要来源于产生的冲击波压力峰值不够高, 导致超塑性流动不充分. 根据 Tanaka 等 [22] 的研究, 当冲击波压力峰值为 1.2 GPa 时, 压印深度可达 77.5 nm.

3.2 间隙距离对压印性能的影响

电极间隙距离是调控水下脉冲火花放电过程的关键参数之一, 其变化会影响预击穿阶段的流注发展行为与火花放电阶段的能量沉积特性, 进而对冲击波压力分布特性及微纳结构的质量产生显著的影响. 因此, 系统地分析间隙距离对冲击压印的影响规律具有重要意义.

冲击压印的性能主要包括单次压印面积和压印保真度等, 本文首先对比了在充电电压为 30 kV, 间隙距离为 2, 3 和 5 mm 条件下的单次冲压面积. 将压印后的铝箔按图 6(a) 所示划分为 36 个子区域, 采用原子力显微镜测量各区域中 3 个测点的结构深度, 取其平均值作为该区域的压印深度. 为了更直观地评估压印质量, 定义保真度为铝箔表面结构深度与模具表面初始结构深度 (80 nm) 的比值, 并将测量结果以等高线填充热图的形式展示于图 6(b)—(d). 结果表明: 压印区域大致呈圆形分布, 当间隙距离为 2 mm 时, 在约 10 mm 的半径范围内可获得保真度高于 0.4 的纳米结构, 最大保真度约为 0.5; 间隙距离增至 3 mm 时, 压印区域几乎覆盖整个铝箔 (20 mm \times 20 mm), 保真度普遍超过 0.4, 最大保真度可达 0.7, 这超过了 Jin 等 [19] 采用激光冲击压印法所报道的结果; 当间隙距离进一步增大至 5 mm 时, 压印区域的轮廓区域模糊, 压印保真度全部低于 0.4.

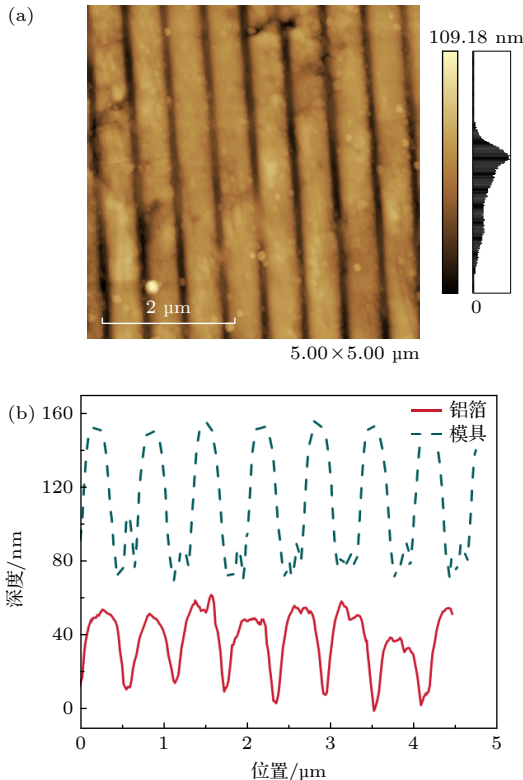


图 5 铝箔表面典型亚微米结构形貌 (a) 原子力显微镜图像; (b) 结构二维深度分布

Fig. 5. Typical morphology of the submicron structures on the aluminum foil surface: (a) Atomic force microscopy image; (b) two-dimensional depth distribution.

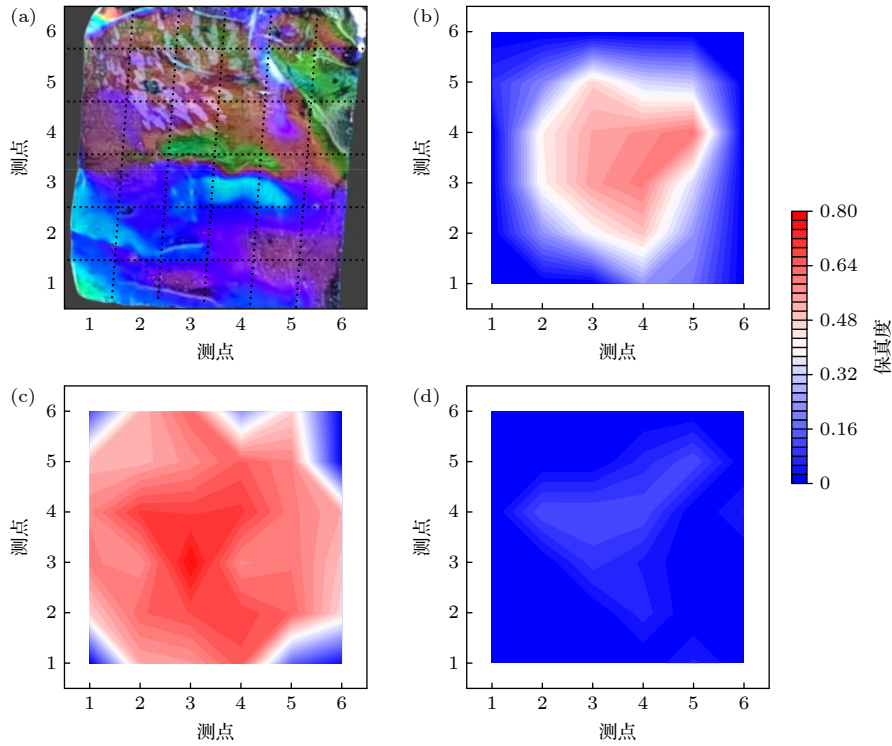


图 6 不同间隙距离条件下单次压印的面积 (a) 测点分布; (b) 2 mm, (c) 3 mm 和 (d) 5 mm 间隙距离条件下的压印面积云图
 Fig. 6. Imprinted area under different gap distances in a single shock: (a) Distribution of measurement points; (b)–(d) contour plots of the imprinted area at gap distances of 2, 3 and 5 mm, respectively.

进一步地, 将间隙距离以 1 mm 为步长从 1 mm 递增到 5 mm, 在每个间隙距离下进行三次重复实验. 取每个样品中心区域的结构保真度作为比较, 结果如图 7 所示. 可以看到, 样品中心区域的保真度随间隙距离增加的变化趋势与图 6 结论一致, 在 3 mm 附近具有最大值. 综上所述, 随着间隙距离的增加, 单次压印的面积与结构保真度均呈现先增大后减小的趋势. 考虑到水下脉冲火花放电可重复放电的优势, 可采用 3 mm 的间隙进行重

频移位压印, 从而实现在更大面积的金属表面压印微纳结构.

3.3 沉积能量对保真度的影响

从前述压印保真度与间隙距离的实验结果可见, 即使在相同实验条件下进行重复压印, 由于放电过程的随机性, 导致压印保真度具有一定随机性, 这种随机性可能与电极表面、水介质及其所含杂质引起的流注起始和发展模式的随机性等因素有关 [23–25]. 因此, 有必要进一步探究影响保真度的关键因素. 通常, 水下脉冲火花放电产生的冲击波压力峰值与沉积能量密切相关, 国内外学者已针对压力峰值与沉积能量的关系开展了广泛的研究. 根据 (3) 式中积分区间的不同, 沉积能量通常可分为电流第一半周期沉积能量 [26] 和总沉积能量 [27]. 图 8 展示了在不同间隙距离和充电电压条件下, 压印保真度与两种沉积能量的变化规律. 结果表明, 压印保真度与两种沉积能量均呈正相关的趋势, 其中压印保真度与第一半周期沉积能量的相关性大于总沉积能量, 造成这一现象的原因可能是: 首先, 压印保真度与冲击波压力峰值和能量具有正相关性, 冲击波压力峰值越大、应变率越高, 越容易克服金属

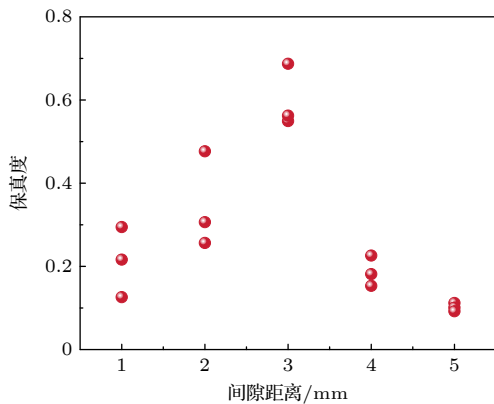


图 7 30 kV 条件下中心区域结构保真度随间隙距离的变化
 Fig. 7. Variation of the structural fidelity in the central region as a function of the gap distance under 30 kV.

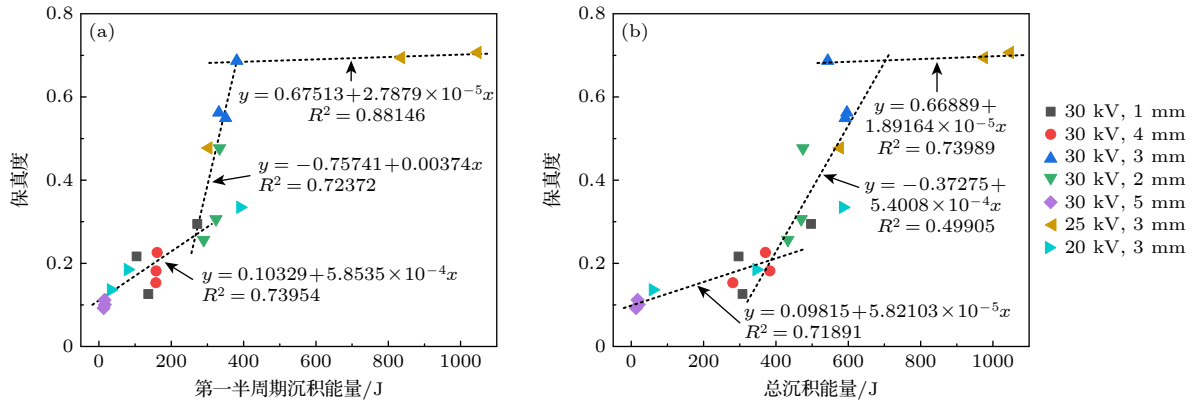


图 8 保真度随 (a) 第一半周期沉积能量和 (b) 总沉积能量的变化规律

Fig. 8. Variation of the fidelity as a function of (a) the first cycle and (b) the total deposited energy.

在纳米成型过程中的晶粒尺寸、位错爆发等效应, 从而导致更高的压印保真度; 其次, 冲击波的产生归因于等离子体通道的快速膨胀, 在第一个电流半周期中, 电流功率具有最大值, 能量沉积主要发生在该阶段 (图 4(a)), 同时由于在该阶段等离子体通道刚开始膨胀, 半径较小, 导致在该阶段等离子体通道具有极高的能量密度, 从而具有与外界水环境最大的温度和压力梯度, 进而对冲击波的产生具有显著贡献. 根据图 4(c) 中数值模型计算的等离子体通道膨胀速度时间演变曲线可以看出, 两者的最大值均处于电流第一半周期, 进一步说明了冲击波压力峰值与电流第一半周期沉积能量的相关性, 从而解释保真度与第一半周期沉积能量更相关的可能性.

此外, 从图 8 还可以观察到, 随着沉积能量的增加, 压印保真度的变化趋势呈现先缓慢增加、随后急剧增加, 最后趋于稳定的规律, 这表明可能存在一个实现有效压印的临界能量阈值和一个导致压印饱和的饱和能量阈值. 其中, 第一半周期临界能量阈值为 280 J, 饱和能量阈值为 380 J, 饱和保真度约为 0.7, 饱和深度为 56 nm, 该饱和深度接近于 Li 等 [13] 基于水下金属丝电爆炸冲击压印法的实验结果, 造成饱和的原因可能归因于软模具在冲击压缩过程中的变形 [13,22]. 因此, 在金属表面冲击压印微纳结构时需要将沉积能量调控到略高于饱和能量阈值, 从而保证较高的压印保真度和能量利用效率.

4 结 论

实验结果证实, 利用水下脉冲火花放电产生的

冲击波可成功实现在铝箔表面制备微纳结构. 根据数值模拟结果, 在间隙为 2 mm, 充电电压为 30 kV 的条件下, 作用于铝箔表面的冲击波压力幅值估计为 326 MPa, 该压力足以诱发铝箔发生超塑性变形, 从而实现微纳结构的压印; 在充电电压为 30 kV 的条件下, 压印保真度和面积随间隙距离的增加呈现先增加后减小的趋势, 在间隙距离为 3 mm 时, 单次冲击可在直径 20 mm 的区域内实现保真度不低于 0.4 的大面积压印, 中心区域的最大保真度可达 0.7, 具有最优的压印效果; 随着沉积能量的增加, 压印保真度呈现先缓慢增加、随后急剧增加, 最后趋于饱和的趋势, 并且与第一半周期沉积能量的相关性大于总沉积能量; 保证有效压印的第一半周期临界能量和导致压印饱和的阈值能量分别为 280 J 和 380 J, 饱和时的压印保真度约为 0.7.

得益于水下脉冲火花放电具有可重复放电且无需消耗金属丝的特点, 所提方法在水下金属丝电爆炸冲击压印法的基础上, 进一步提升了在制备成本、通量和环保性方面的优势, 同时在压印保真度和加工面积上与水下金属丝电爆炸保持相当水平. 此外, 本方法产生冲击波的过程安全可控、操作简便且设备成本低廉, 相比水下炸药冲击压印法具有更好的安全性和可控性, 与激光冲击压印法相比, 则在压印保真度、加工面积及制备成本方面表现出更突出的优势. 综上所述, 水下脉冲火花放电冲击压印法可作为一种实现金属表面微纳结构高通量、低成本、高精度制备的新型技术途径.

未来, 针对进一步提升保真度的措施, 一方面可尝试采用更高强度和硬度的聚合物材料作为模

具, 比如使用掺杂纳米氧化铝颗粒的环氧树脂; 另一方面, 需要采取优化措施以降低放电过程的随机性, 保证能量稳定在饱和能量阈值以上. 在高电压条件下进行制备是一种可行的措施, 高电压条件下沉积能量的分散性小于低电压条件. 此外, 还可以通过优化电极尺寸、形状和材料等措施来改善放电过程的可重复性, 进而保证微纳结构的连续、可控和高保真度制备.

参考文献

- [1] Yong J L, Wu D 2024 *Chin. J. Lasers* **51** 0102002 (in Chinese) [雍佳乐, 吴东 2024 *中国激光* **51** 0102002]
- [2] Wang D W, Li F Q, Huang Q C, Wang F Y 2023 *Surf. Eng.* **39** 572
- [3] Yeng Y X, Ghebrehbran M, Bermel P, Chan W R, Joannopoulos J D, Soljačić M, Celanovic I 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **109** 2280
- [4] Zhao Y L, Wu Y L, Zheng H Y 2023 *Mater. Prot.* **56** 1 (in Chinese) [赵元亮, 吴永玲, 郑宏宇 2023 *材料保护* **56** 1]
- [5] Liu J, He Y L, Hu Y W 2023 *Adv. Opt. Mater.* **11** 2300143
- [6] Gao T, Xu Z, Fang F, Gao W, Zhang Q, Xu X 2012 *Nanoscale Res. Lett.* **7** 399
- [7] Hicks E M, Zou S, Schatz G C, Spears K G, Van Duyne R P, Gunnarsson L, Rindzevicius T, Kasemo B, Käll M 2005 *Nano Lett.* **5** 1065
- [8] Jiang D, Fan P, Gong D, Long J, Zhang H, Zhong M 2016 *J. Mater. Process. Technol.* **236** 56
- [9] Mu S L, Liu Z P, Yu M Y, Wang N 2023 *J. Shenyang Univ. Chem. Technol.* **37** 222 (in Chinese) [穆生龙, 刘志鹏, 于孟阳, 王娜 2023 *沈阳化工大学学报* **37** 222]
- [10] Zhang B, Yang H, Pan C, Zhao P 2023 *Mater. Des.* **227** 111743
- [11] Gao H, Hu Y, Xuan Y, Li J, Yang Y, Martinez R V, Li C, Luo J, Qi M, Cheng G J 2014 *Science* **346** 1352
- [12] Hasegawa K, Tanaka S, Inao D, Nishi M, Kubota A, Hokamoto K 2023 *J. Mater. Res. Technol.* **24** 6730
- [13] Li X, Shi H T, Li T, Liu Z G, Wu J, Li X W 2025 *J. Mater. Process. Technol.* **338** 118784
- [14] Yu Y, Zhu X L, Huang K, Zou X B, Wang X X 2020 *High Voltage Eng.* **46** 2951 (in Chinese) [喻越, 朱鑫磊, 黄昆, 邹晓兵, 王新新 2020 *高电压技术* **46** 2951]
- [15] Shi H T, Fan Y F, Yin G F, Zhang Z Y, Li X W, Qiu A C 2021 *High Voltage Eng.* **47** 2599 (in Chinese) [石桓通, 范云飞, 阴国锋, 张子悦, 李兴文, 邱爱慈 2021 *高电压技术* **47** 2599]
- [16] Lu X P, Pan H, Zhang H H 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1549 (in Chinese) [卢新培, 潘桓, 张寒虹 2002 *物理学报* **51** 1549]
- [17] Li Y, Sun Y, Liu Y, Zhang L C, Zheng J L, Huang Y F, Xu X Z, Sun Y H 2021 *High Voltage Eng.* **47** 753 (in Chinese) [李元, 孙滢, 刘毅, 张连成, 郑江龙, 黄逸凡, 徐旭哲, 孙鹤鸿 2021 *高电压技术* **47** 753]
- [18] Li X, Shi H T, Hu J L, Wu J, Li X W, Qiu A C 2024 *J. Appl. Phys.* **135** 033302
- [19] Jin S, Zhou Z, Sakr E S A, Motlag M, Huang X, Tong L, Bermel P, Ye L, Cheng G J 2019 *Small* **15** 1900481
- [20] Wu M G, Liu Y, Lin F C, Liu S W, Sun J J 2020 *High Power Laser Part. Beams* **32** 045002 (in Chinese) [吴敏干, 刘毅, 林福昌, 刘思维, 孙建军 2020 *强激光与粒子束* **32** 045002]
- [21] Zhao Y, Liu Y, Ren Y J, Li H, Lin F C, Huang S J 2021 *High Voltage Eng.* **47** 876 (in Chinese) [赵勇, 刘毅, 任益佳, 李化, 林福昌, 黄仕杰 2021 *高电压技术* **47** 876]
- [22] Tanaka S, Hasegawa K, Bataev I, Kubota A, Hokamoto K 2021 *Mater. Des.* **198** 109341
- [23] Liu S W, Liu Y, Li Z Y, Li X D, Zhou G Y, Li H 2018 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **25** 1679
- [24] Liu Y, Li Z Y, Li X D, Zhou G Y, Zhang Q, Lin F C, Pan Y 2017 *Proceed. CSEE* **37** 2741 (in Chinese) [刘毅, 李志远, 李显东, 周古月, 张钦, 林福昌, 潘垣 2017 *中国电机工程学报* **37** 2741]
- [25] Wang X, Wen X Q, Wang L R, Yang Y T, Xue X D 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 015203 (in Chinese) [王雪, 温小琼, 王丽茹, 杨元天, 薛晓东 2022 *物理学报* **71** 015203]
- [26] Liu Q M, Zhang Y M 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 153302
- [27] Timoshkin I V, Fouracre R A, Given M J, MacGregor S J 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 4808

Application of underwater pulsed spark discharge in the fabrication of metallic surface micro/nano structures*

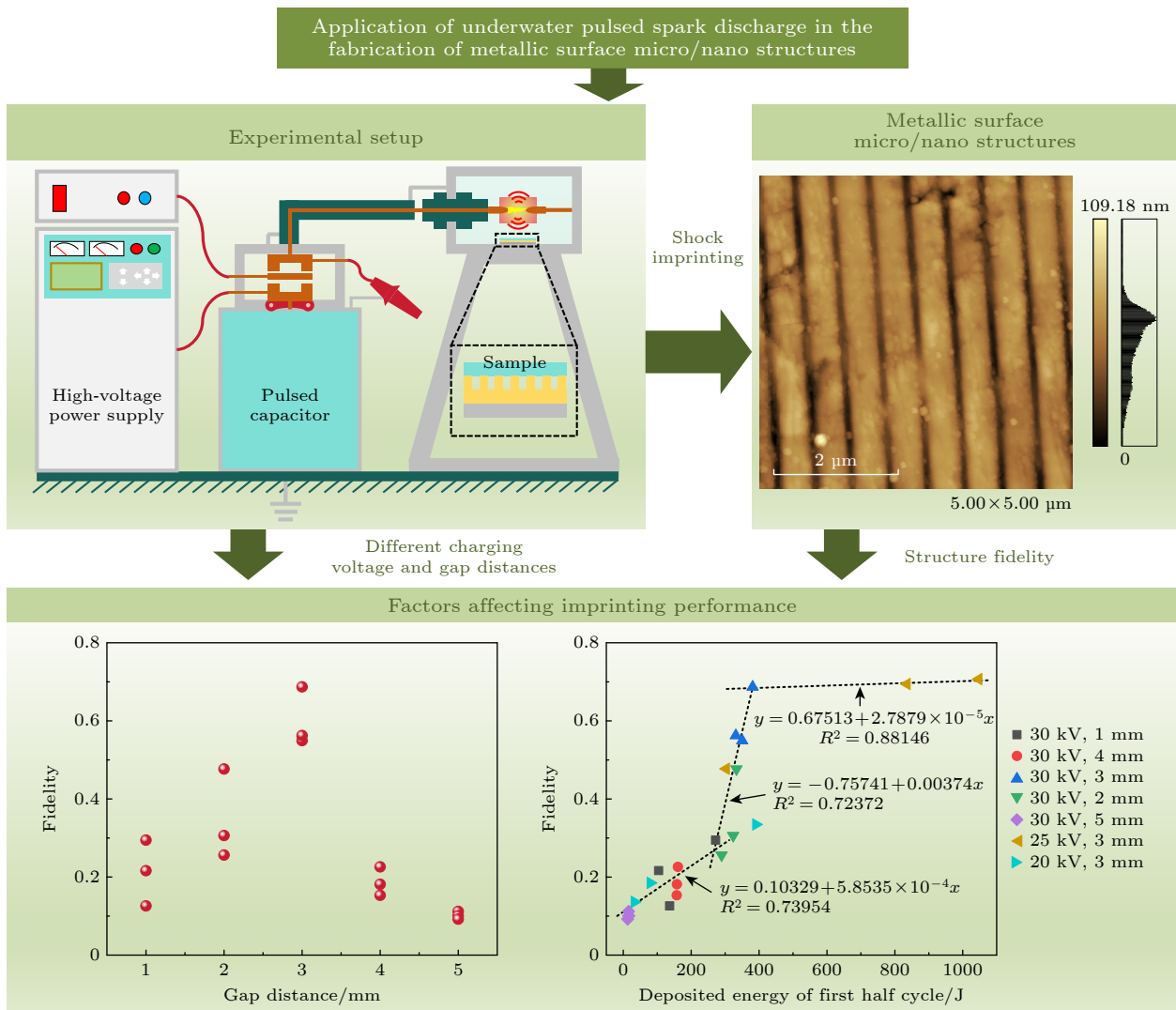
LI Xin LIANG Liwen SHI Huantong[†] WU Jian LI Xingwen

(State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 9 January 2026; revised manuscript received 2 February 2026)

Abstract

Metallic micro/nanostructured surfaces exhibit significant application potential due to their distinctive physicochemical properties. However, conventional fabrication techniques often suffer from a trade-off between production throughput and structural accuracy. To address this challenge, this study presents a novel shock



* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2020YFA0710500) and the Shaanxi Provincial Science and Technology Plan Project, China (Grant No. 2022TD-59).

[†] Corresponding author. E-mail: htshi@xjtu.edu.cn

imprinting method based on underwater pulsed spark discharge (UPSD)-induced shock waves. In this approach, a polycarbonate (PC) film on digital video disc (DVD) with nanostructures on its surface serves as the mold, and an aluminum foil acts as the workpiece. During the shock imprinting process, the foil is compressed into the mold by the shock wave of ultra-high strain rate ($\sim 10^7$ Pa·s⁻¹) generated by UPSD, thereby replicating the nanostructures onto the foil. Experimental results confirm the successful fabrication of micro/nanostructures on aluminum foil using the proposed method.

To systematically evaluate the imprinting performance—characterized by structural fidelity and imprinting area—the influence of the water gap distance is first investigated. At a fixed charging voltage of 30 kV, both the imprinting area and fidelity exhibit a non-monotonic trend with increasing gap distance, peaking at 3 mm. Under optimal conditions, the proposed method achieves large-area imprinting (20 mm diameter) with a maximum fidelity of 0.7. Meanwhile, repeated experiments under identical conditions reveal stochastic variation in imprinted height, attributed to the randomness of the discharge dynamics, likely associated with stochastic streamer initiation and propagation. To further elucidate the dominant factors governing imprinting fidelity, the correlation between fidelity and deposited energy is analyzed using data from experiments with varying gap distances and charging voltages. Results indicate that imprinting fidelity correlates more strongly with the first half-cycle deposited energy than with the total deposited energy. Furthermore, imprinting fidelity follows a piecewise-linear relationship as the first half-cycle deposited energy increases: below a threshold energy (~ 280 J), the imprinted height remains negligible (< 0.2); beyond a saturation energy (~ 380 J), fidelity plateaus at ~ 0.7 despite further increases in deposited energy. Maintaining the deposited energy slightly above the saturation threshold is essential to achieve high-fidelity imprinting with enhanced energy efficiency.

Keywords: pulsed spark discharge, shock imprinting, micro/nano structures, deposited energy, gap distance

DOI: [10.7498/aps.75.20260041](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260041)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260041](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260041)

水下脉冲火花放电在金属表面微纳结构制备中的应用

李鑫 梁沥文 石桓通 吴坚 李兴文

Application of underwater pulsed spark discharge in the fabrication of metallic surface micro/nano structures

LI Xin LIANG Liwen SHI Huantong WU Jian LI Xingwen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 090803 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260041

CSTR: 32037.14.aps.75.20260041

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260041>

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

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>

大气压空气纳秒脉冲板-板放电中逃逸电子产生机理

Mechanism of runaway electron generation in nanosecond pulsed plate-plate discharge at atmospheric-pressure air

物理学报. 2023, 72(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222409>

聚合物衬底上微纳物体的激光捕获及操控

Laser trapping and manipulation of micro/nano-objects on polymer substrates

物理学报. 2025, 74(8): 088703 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241654>

水下多针电极微秒脉冲流光放电特性

Discharge characteristics of a microsecond pulsed underwater streamer discharge in multi-needle electrode configuration

物理学报. 2024, 73(7): 075203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231881>

计入粗糙峰的微纳结构表面水润滑流体动力学仿真

Fluid dynamics simulation on water lubricating performance of micro-/nano-textured surfaces considering roughness structures

物理学报. 2024, 73(11): 114601 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240333>

金属微粒影响三电极气体火花开关击穿过程的仿真研究

Simulation of effect of metal particles on breakdown process of three-electrode gas spark switches

物理学报. 2024, 73(1): 015202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231283>