



周期调制结构平面薄膜电爆炸实验研究

刘永棠 盛亮 李阳 张金海 孟伦 李豪卿 袁媛 孙铁平 欧阳晓平

Explosion of thin flat foils with periodical modified structure

Liu Yong-Tang Sheng Liang Li Yang Zhang Jin-Hai Meng Lun Li Hao-Qing Yuan Yuan Sun Tie-Ping Ouyang Xiao-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 065203 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201574

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201574>

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

不同磁场构型下Richtmyer–Meshkov不稳定性的数值研究及动态模态分解

Numerical investigations of Richtmyer–Meshkov instability in different magnetic field configurations and the corresponding dynamic mode decomposition

物理学报. 2019, 68(16): 165201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190410>

纵向磁场抑制Richtmyer–Meshkov不稳定性机理

Mechanism of longitudinal magnetic field suppressed Richtmyer–Meshkov instability

物理学报. 2020, 69(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200363>

正三角型三芯光纤中等腰对称平面波的调制不稳定性分析

Modulation instabilities in equilateral three-core optical fibers for isosceles-triangle symmetric continuous waves

物理学报. 2018, 67(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171650>

Weibel不稳定性自生电磁场对探针质子束的偏转作用研究

Deflection effect of electromagnetic field generated by Weibel instability on proton probe

物理学报. 2019, 68(18): 185205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190775>

基本非线性波与调制不稳定性的精确对应

Quantitative relations between fundamental nonlinear waves and modulation instability

物理学报. 2020, 69(1): 010501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191385>

经典瑞利–泰勒不稳定性界面变形演化的改进型薄层模型

Improved thin layer model of classical Rayleigh–Taylor instability for the deformation of interface

物理学报. 2018, 67(9): 094701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172613>

周期调制结构平面薄膜电爆炸实验研究*

刘永棠¹⁾²⁾ 盛亮^{2)†} 李阳²⁾ 张金海²⁾ 孟伦³⁾
李豪卿¹⁾²⁾ 袁媛²⁾ 孙铁平²⁾ 欧阳晓平²⁾

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

2) (西北核技术研究所, 强脉冲辐射环境模拟与效应国家重点实验室, 西安 710024)

3) (92609 部队, 北京 100077)

(2020 年 9 月 22 日收到; 2020 年 10 月 31 日收到修改稿)

在金属层表面引入微结构以实现 Z 箍缩等离子体形成和发展过程中不稳定性的调控具有重要研究价值. 在“强光一号”装置上 (峰值电流 ~ 1.4 MA, 上升时间 ~ 100 ns), 开展了针对具有一维周期性凹槽调制结构的金属薄膜的电爆炸实验研究. 实验负载采用外推型平面结构, 基底为 $30\ \mu\text{m}$ 厚铝膜, 刻蚀周期为 $2\ \text{mm}$, 刻蚀深度约为 $10\ \mu\text{m}$. 通过激光阴影成像、激光干涉成像和可见光自辐射成像等系统进行联合诊断. 实验结果表明刻蚀结构对等离子体发展过程的不稳定性特征产生了明显调制作用, 原本征波长也受到抑制, 微结构周期对不稳定结构波长产生趋同效应; 未刻蚀一侧边界层同样受刻蚀层结构的影响, 在不稳定结构上表现出相似形貌, 且内外侧不稳定性特征的耦合关联性增强; 刻蚀凹槽处在爆炸过程中膨胀更为迅速, 形成的表面等离子体结构与初始结构反相; 在刻蚀结构的几何突变处会形成细长的等离子体喷流, 在二分之一刻蚀波长处出现波谱特征峰. 理论分析表明电流密度调制造成电热不稳定性分布改变是调控作用产生的重要原因.

关键词: 电爆炸薄膜, 平面构型, 周期调制结构, 电热不稳定性

PACS: 52.80.Qj, 52.58.Lq, 96.25.St

DOI: 10.7498/aps.70.20201574

1 引言

对 Z 箍缩中等离子体形成和发展过程的研究和调控, 是抑制不稳定性发展, 解决聚爆产额低等难题的关键, 引入外加调制手段成为研究工作的突破口. 通过刻蚀调制丝径尺寸沿轴向非均匀分布构造的柱状丝阵实验显示, 丝径改变处会辐射出更强的 X 射线亮斑, 同时在该处最先发生丝核的崩溃并随之形成气泡状的内爆结构^[1]. 通过对单丝螺旋盘绕, 排布形成在角向相互关联的螺旋丝丝阵, 可根本上改变烧蚀流结构的准周期性特征, 并可在大尺寸的绕制波长结构实验中获得数倍于同等条件下直丝丝阵的 X 射线峰值强度^[2,3]. 绞合调制形成

特定绞合波长的双绞铝丝能够显著增强金属丝电爆炸过程的能量沉积, 提高膨胀速度和增加可见光辐射^[4]. 表面有机膜镀膜调制形成的表面绝缘丝阵, 使内外侧丝等离子体的内爆轨迹分离, 增加了能量沉积并实现了对 X-射线波形的多峰抑制^[5]. 除丝阵实验外, 圣地亚实验室提出 Maglif (magnetized liner inertial fusion) 概念尝试利用磁化套筒结合激光预热和磁压缩实现聚变新途径^[6,7], 其难点之一为对磁瑞利-泰勒不稳定性 (magneto-Rayleigh-Taylor instability, MRT) 破坏内爆负载边界的完整性和对称性问题加以有效控制, 以提高参与聚爆时的有效质量. Sinars 等^[8,9] 对套筒负载表面机械制作了周期正弦结构, 在定向调控种源波长下实现对内爆过程外边界层 MRT 不稳定性发展的定量

* 国家自然科学基金 (批准号: 11575147) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shengliang@tsinghua.org.cn

研究,同时通过改善数值模拟程序完成了符合度很好的一致性验证.此外研究者通过引入轴向磁场^[10]和表面镀膜^[11]等外加调控手段以寻求致稳效果.上述工作表明调制实验的开展对于理解Z箍缩中等离子体行为模式,分析不稳定性结构发展并寻求抑制方法,验证并改善磁流体力学数值程序等具有重要意义.

平面薄膜电爆炸实验是研究Z箍缩等离子体早期形成发展的重要手段,以其构型简单、参数易调等特点使其在制作加工、诊断测试等方面具有显著优势,从而可简化实验复杂度并突出物理现象.近年来国际上相继开展了对平面薄膜的针对性研究工作,包括对比研究平面薄膜和平面丝阵Z箍缩辐射特性,探究边界粗糙度对MRT不稳定性的影响^[12].Lau等^[13]采用双边界三区域的平板模型开展磁流体力学分析以研究等离子体MRT不稳定性,并在偏置薄膜爆炸实验中开展了验证工作^[14].还有研究者利用X箍缩点源对薄膜爆炸发展过程的形态结构开展成像分析^[15-17],对金属薄膜的核冕结构和等离子体膨胀速度开展定量研究^[18]等.但与丝阵比,薄膜研究工作仍然相对匮乏,而以外加调制手段开展平面薄膜的电爆炸过程的研究更鲜见报道,因此本文开展了周期结构调制型平面薄膜的电爆炸实验研究.通过研究平面薄膜表面调制结构的演化过程,深入分析爆炸过程早期等离子体的行为特征,给出界面不稳定性的发展机制,以实现对等离子体行为的特定目的调控.

2 实验

实验使用“强光一号”加速器,其可提供峰值电流 ~ 1.4 MA,上升时间 ~ 100 ns的驱动电流.实验负载采用外推型平面薄膜负载,回流柱位于中轴端处连接下端阴极底座和上端的阴极平面,金属薄膜作为主负载从延伸的阴极平面边沿两侧拉下连接至阳极板,构成对称的放电回路.在此构型下薄膜整体所受的电磁力方向为背离回流柱指向外侧,使得平面薄膜在电爆炸过程中整体产生向外运动的加速度,因此也称为反场构型.该结构在爆炸冲击波研究^[19]、大型圆柱丝阵局部等离子体行为模拟^[20,21]、天体物理中等离子体间的碰撞^[22]等领域内皆有应用.在本实验中此构型为薄膜内外边界的不稳定性发展提供了不同的磁场环境,即由于所受磁压的非对称性,薄膜内外边界不稳定性发展会经

历不同的演化过程,可实现在单发次实验下的自对照分析.同时薄膜外爆过程可以模拟大型套筒的一段局部实现类比.此外,外推型探测布局更利于实验的诊断分析,兼具多者优势.

实验的诊断手段主要包括波长为532 nm分光延迟 ~ 30 ns的单发双发Nd:YAG纳秒脉冲激光阴影成像系统,以及5 ns曝光20 ns延迟的四分幅可见光自辐射成像系统,成像布局采用 $4F$ (F 为透镜焦距)成像光路.实验系统的整体布局如图1所示,其中坐标系 z 向为回流柱以及薄膜的延伸方向, x 向为真空腔室内诊断激光运动方向,其与薄膜平面平行, y 向为薄膜平面法向.532 nm脉冲激光通过延时光路实现分束与延迟,经过透镜组的扩束与准直后依次通过负载区域.携带不同时刻诊断信息的光束1,2经分离后分别通过 $4F$ 成像光路由相机拍摄收集形成阴影图像1,2.本底光束3与光束1干涉形成干涉图像由相机3收集.负载自辐射可见光经过反射镜与 $4F$ 光路,由分幅相机直接收集,通过脉冲快门控制曝光时刻形成分幅图像.“强光一号”装置上安装有罗氏线圈(Rogowski coil)对负载总电流进行监测,此外在刻蚀薄膜附近(~ 4 mm)额外安装了磁探针(B-dot)以对膜局部磁场信息进行诊断.图2给出了平面薄膜负载结构图及局部薄膜的受力分析示意.其中 w 为薄膜宽度, l 为薄膜长度, h 为薄膜厚度, r 为薄膜中心距回流柱边界距离. I_0 为回流柱总电流, I_1 为薄膜电流, P_B 代表薄膜界面所受磁压大小, P_T 代表薄膜内部热压大小, G 代表薄膜整体所受电磁力大小.在平板模型近似条件下,薄膜界面处受到的磁压方向为由界面指向薄膜内部,热压方向为薄膜内部指向界面外侧.对于薄膜整体,内侧界面磁场强于外侧界面磁场,因而内侧磁压强于外侧,整体所受的电磁力方向为由回流柱指向薄膜外侧,构成外推过程.对于薄膜内部,物质边界内热压强于边界外部磁压,使薄膜主体发生膨胀过程.

通过光刻结合化学腐蚀的过程在铝金属薄膜单侧表面上制备了周期为2 mm的一维凹槽型微结构,其槽间距与槽宽相等,刻蚀槽深 ~ 10 μm 为总厚度的30%.以符号 p 表示刻蚀周期, d 表示刻蚀槽深, M 表示样品材料类型.刻蚀样品在显微镜下的观测形貌如图3所示.表1汇总了实验所使用的具体薄膜参数.实验过程中薄膜刻蚀面置于图2(b)所示的外侧界面端.

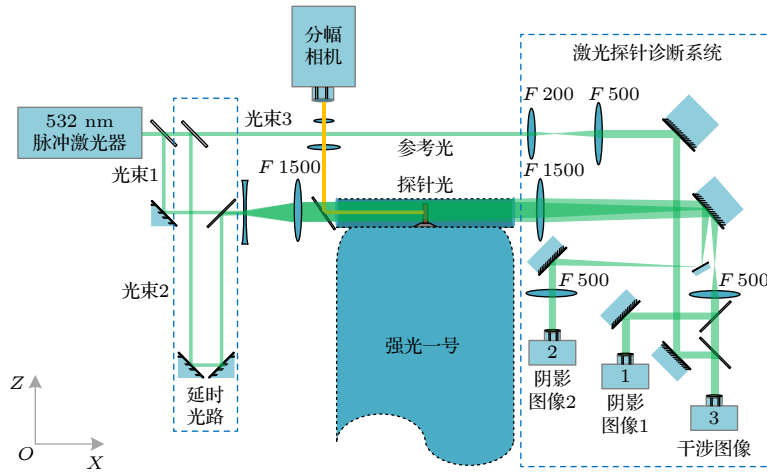


图 1 实验系统诊断布局

Fig. 1. Diagnostic system on “Qiangguang-1” facility.

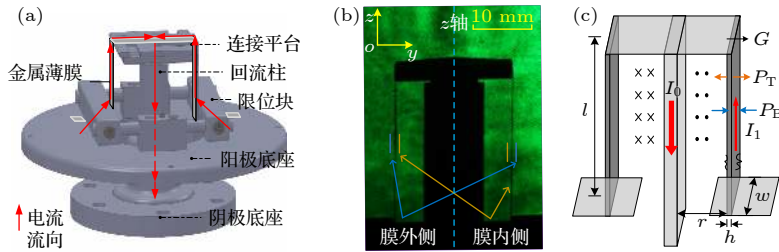


图 2 负载结构说明 (a) 负载三维组装图; (b) 初始状态激光阴影成像; (c) 薄膜受力分析示意图

Fig. 2. Structure of experimental load assembly: (a) Three-dimensional graph of the load; (b) laser shadow graph of the load in the initial stage; (c) force analysis of the foils in the planar geometry.

表 1 金属薄膜参数

Table 1. Parameters of the foils used in the exploding experiments.

材料 M	厚度 $h/\mu\text{m}$	刻蚀槽深 $d/\mu\text{m}$	刻蚀周期 p/mm	宽度 w/mm	长度 l/mm	中心距 r/mm
铝(刻蚀)	30	10	2	1	2	10
铝(镀膜)	20 + 10 (PI)	#	#	1	2	10
铝(标准)	20	#	#	1	2	10

注: PI表示聚酰亚胺有机膜, #表示无刻蚀结构.

3 实验结果与讨论

3.1 实验图像分析

实验监测流过负载电流波形见图 4. 以曲线峰值 10% 和 90% 点间连线与时间基轴的交点定义为时间零点, 对所有波形数据进行同步较零, 标注爆炸时刻以校正零时刻为基准, 以符号 t 表示. 图中实线 (No. 19063—No. 19101) 为各发次下装置罗氏线圈测得的负载总电流波形, 虚线为利用放置在薄膜外侧附近的 B-dot 探针诊断并经归一化处理所得数据 (No. 19273-B2) 及同发次下的罗氏线圈对比数据 (No. 19273-B1). 从波形上看标准薄膜

(No. 19101) 与刻蚀薄膜 (No. 19063—No. 19074) 的负载电流没有发生明显歧化, 两者在 0—150 ns 的时域内保持了良好的一致性, 刻蚀结构未影响总电流的馈入. B-dot 测量信号的积分波形与罗氏线圈测得的电流波形则在 0—110 ns 的范围内基本一致, 说明电流上升的主要阶段薄膜局部磁场信息变化同步于总电流变化. 电流峰值过后的下降阶段两波形逐渐偏离, 原因主要在于烧蚀等离子体的外爆运动溅射在 B-dot 探头, 同时薄膜膨胀导致的内外侧界面分离使得整体磁场复杂化. 由单次实验 B-dot 失效时间所推断出等离子体外爆的平均膨胀速度为 $3.6 \times 10^6 \text{ cm/s}$, 这与多次激光阴影

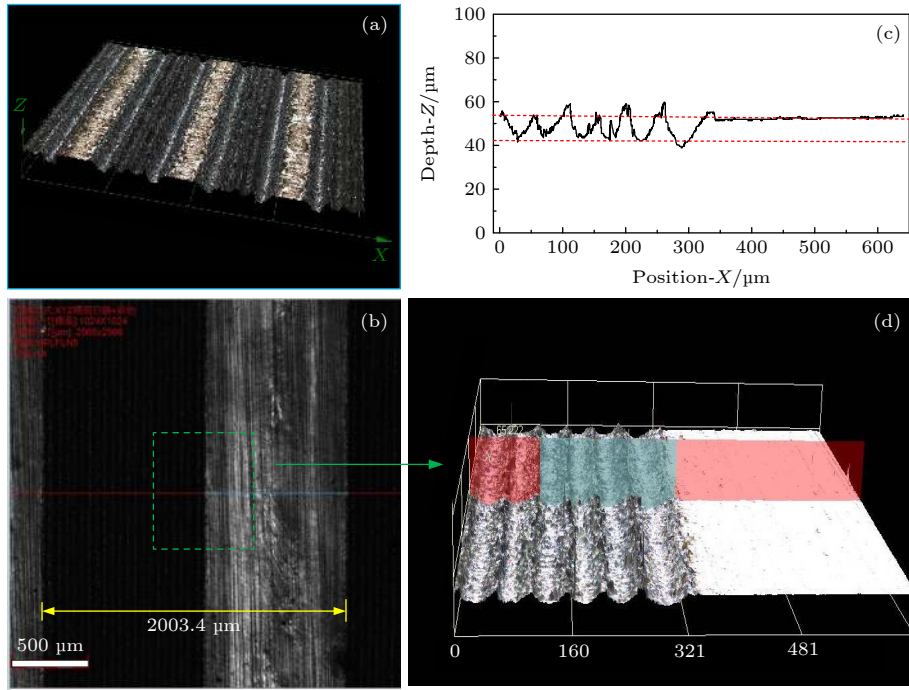


图3 铝膜表面凹槽型周期刻蚀结构共聚焦显微镜扫描图 (a) 刻蚀结构三维形貌图; (b) 二维平面扫描图, 其单个刻蚀周期长度测量值为2003.4 μm; (c) 方框区域深度扫描曲线, 红线间距为10.2 μm; (d) 方框对应区域放大形貌

Fig. 3. Scanning graph of the periodical groove structure exploited on Al foil surface which was measured by confocal imaging microscope: (a) Three-dimensional scanning image; (b) surface scanning image which shows that the measured period of structure is 2003.4 μm; (c) the depth curve in which the etched depth between the red lines is 10.2 μm; (d) the enlarged image corresponding to the region of green box in (b).

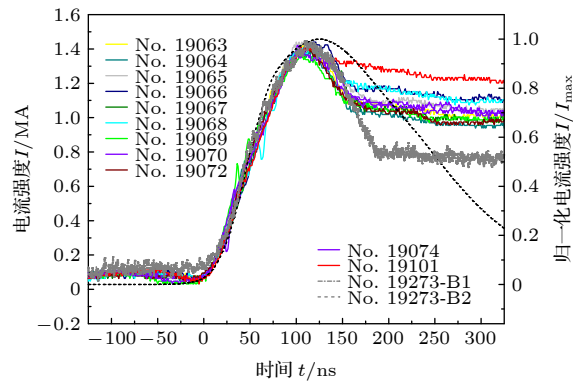


图4 不同实验发次下总电流波形汇总图

Fig. 4. Current trace for normal and etched cases.

累积观测得到的平均速度信息 4.0×10^6 cm/s 基本一致, 实验特征对于探针光的瞬时诊断基本保持了良好的可重复性.

图5 为不同类型薄膜在相近爆炸时刻下的激光阴影图, 图6 为提取对应边界结构的波谱分析. 实验结果显示刻蚀薄膜界面等离子形态的宏观特征得到了明显调制, 而普通薄膜与涂层薄膜并无此效果. 标准铝膜外爆实验中 (图5(a)) 边界不稳定性结构以本征模式占主导. 在电热不稳定性等因素

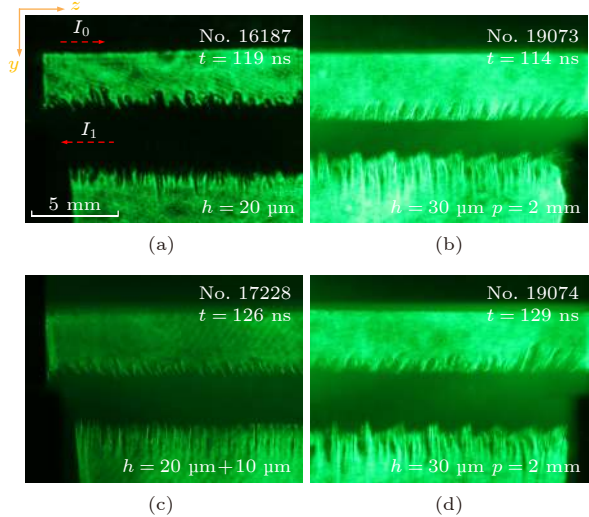


图5 不同调制铝膜实验过程激光阴影图对比 (a) 标准铝膜 119 ns 时刻图 (No. 16187); (b) 2 mm 刻蚀周期结构铝膜 114 ns 时刻图 (No. 19073); (c) 镀膜铝膜 126 ns 时刻图 (No. 17228); (d) 2 mm 刻蚀周期铝膜 129 ns 时刻图 (No. 19074)

Fig. 5. Laser shadow graphy images for different Al foils in experiments: (a) Normal Al foil at 119 ns of No. 16187; (b) Al foil with 2 mm etched periodical structure at 114 ns of No. 19073; (c) coated Al foil at 126 ns of No. 17228; (d) Al foil with 2 mm etched periodical structure at 129 ns of No. 19074.

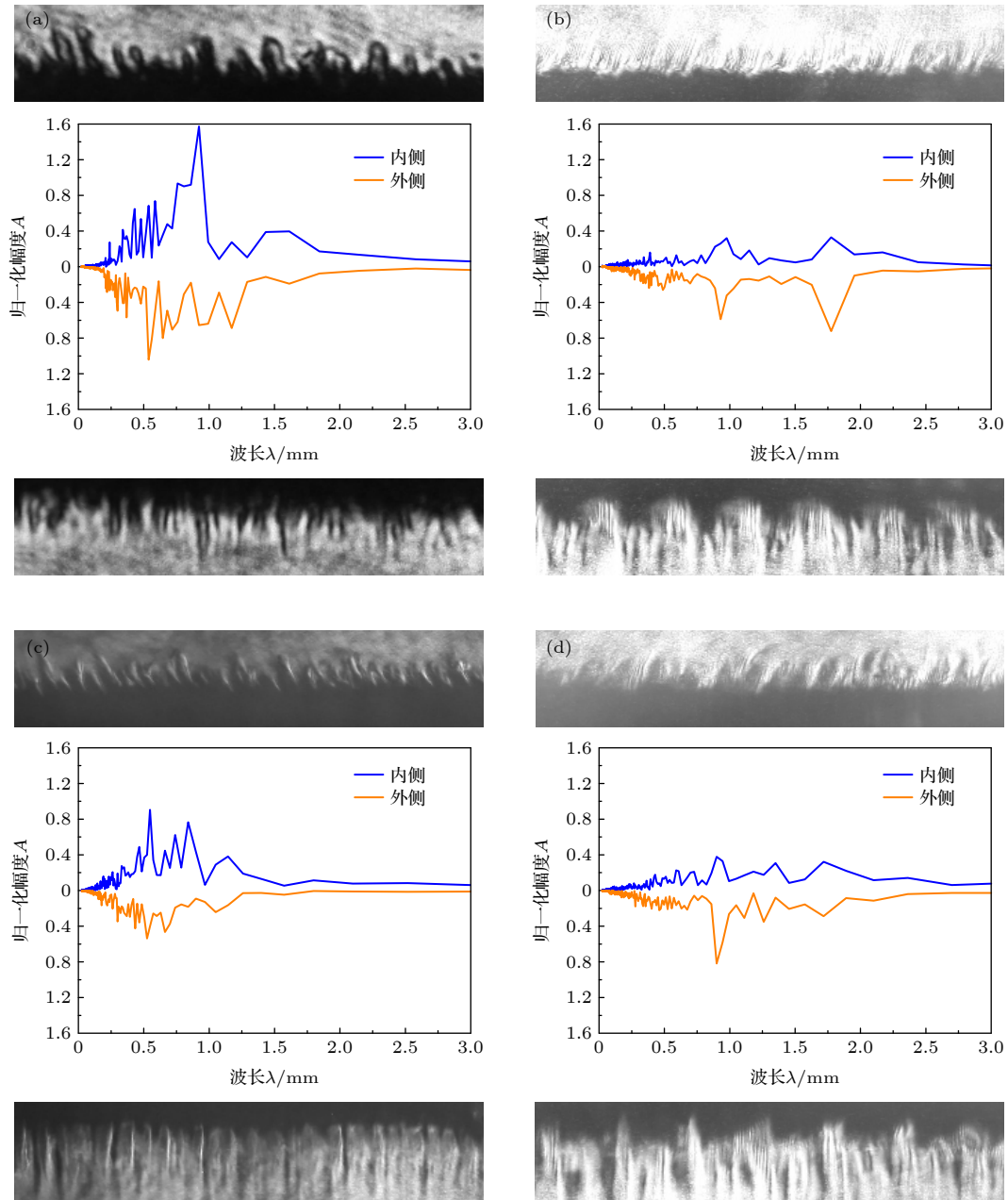


图 6 边界不稳定结构波谱分析 (a) 标准铝膜, No. 16187; (b) 2 mm 刻蚀周期结构铝膜, No. 19073; (c) 镀膜铝膜, No. 17228; (d) 2 mm 刻蚀周期结构铝膜, No. 19074

Fig. 6. Wavelength spectra analysis of the instability structure in experiments: (a) No. 16187 for normal case; (b) No. 19073 for 2 mm periodical structure sample; (c) No. 17228 for coated sample; (d) No. 19074 for 2 mm periodical structure sample.

提供的种源^[23]下, 铝膜的内外界面在发展初期均形成波长 ~ 0.5 mm 的准周期结构. 但由于环境的非对称性, 内外侧不稳定结构发展逐渐差异化, 体现为外侧以大幅值短波结构主导, 内侧特征则为小幅值长波结构 (图 6(a)). 内侧强磁压导致界面运动减速而引发磁瑞利泰勒不稳定性是该侧长波特征显著增强的原因. 有机涂层薄膜实验中 (图 5(c)) 在外层边界处可以看到形成了宽晕带, 其中夹杂细

长的等离子体细丝结构而金属核区相对平整. 有机膜在早期的融蚀过程起到了填充效应, 阻碍了镀膜界面处烧蚀等离子体的流动和质量的再分布过程, 从而在一定程度上抑制了界面的不稳定性发展, 起到了致稳性作用^[11], 但其不稳定结构的基本形态特征并未改变. 图 5(b) 与图 5(d) 为相应时刻下的刻蚀薄膜实验结果, 观察发现其不稳定性结构发生显著改变. 受到刻蚀结构的趋同调制, 实验中铝膜

外侧界面等离子形态呈现出与刻蚀样貌同周期的近似形态. 图 6(b) 显示在刻蚀薄膜的波谱观测到 3 个特征峰, 外侧分别为 0.48, 0.92, 1.77 mm ($t = 114$ ns), 其中主峰最强为 1.77 mm 与刻蚀波长 2 mm 对应, 其误差主要来源于提供快速傅里叶变换的数据长度. 说明刻蚀结构决定了等离子体发展结构的主要形态. 次峰为 0.95 mm 对应主刻蚀周期一半, 出现特有的“半波结构”调制现象. 通过对比初始图像发现, 该衍生现象来源刻蚀沟槽几何突变位置处产生的等离子体喷流. 由于刻蚀沟槽的间距与谷宽相同, 因此形成的喷流结构等距, 其周期恰对应刻蚀周期的一半. 说明调制形成的特异位能够产生特殊等离子体结构. 最小特征峰对应 0.48 mm 的波长, 是铝材料的特征波长结构, 在刻蚀调制下该结构依然存在, 但相对幅度较小其特征性弱化. 说明大尺寸刻蚀结构能够一定程度抑制本征短波结构. 为进一步突出结构特征, 图 7 给出了波谱去噪后利用逆快速傅里叶变换重构得到的边

界结构图, 以 2 mm 为主周期的块状结构, 在其两侧形成凸起峰, 构成 1 mm 的周期成分, 两者共同构成叠加形态.

与外侧相似, 内侧波谱在 0.39, 0.97, 1.77 mm 处出现峰值, 内侧的波峰强度较小同时不稳定结构的幅值也更小. 这与普通薄膜的内外侧特征形成强烈反差. 利用互相关函数计算得到的内外边界关联系数为 0.4017 (图 5(b)), 普通薄膜 (图 5(a)) 的这一数值仅为 0.0717, 说明即使刻蚀结构仅存于外侧, 内侧依然会受到较强的调制作用, 并且刻蚀调制能够进一步增强内外界面的馈通性与耦合性.

为进一步验证刻蚀结构的调制作用. 图 8 为 1 mm 刻蚀结构平面薄膜的实验结果. 其中内外界面均在 0.47 和 0.92 mm ($t = 90$ ns) 处出现特征峰. 刻蚀结构达到了趋同效果. 而由于半波效应, 在 0.5 mm 处的原特征波峰得到了明显增强. 可见刻蚀调制既可以抑制不稳定性结构的本征波长, 亦可以反向增强该结构特征, 调制效果存在多用性.

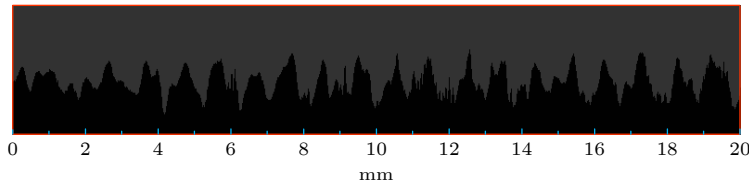


图 7 滤波后的逆快速傅里叶变换重构图

Fig. 7. Reconstructure image of the result by inverse fast Fourier transform.

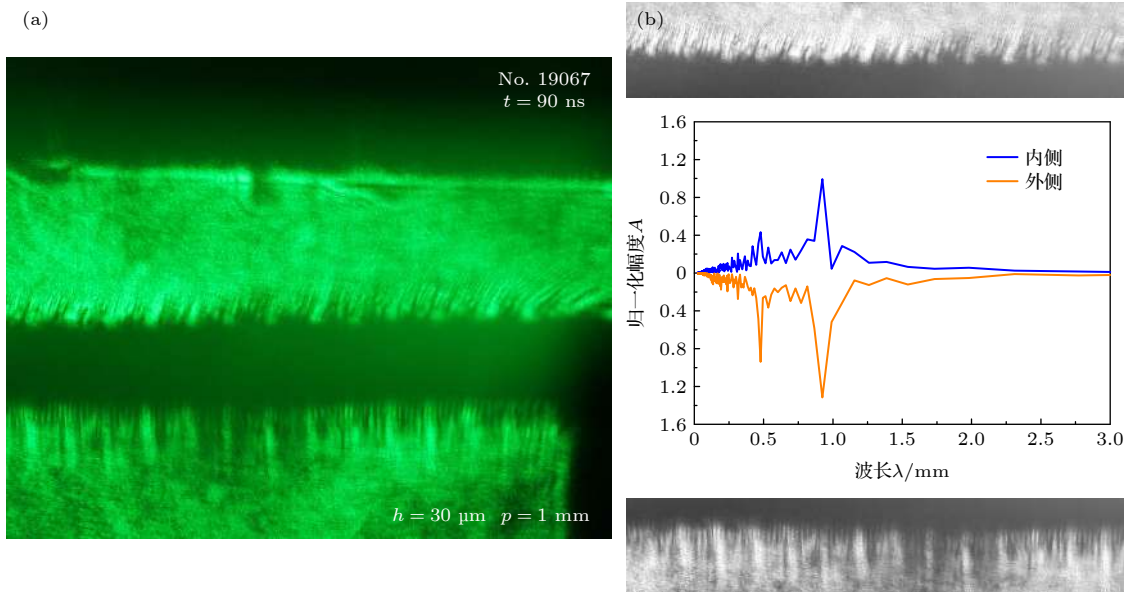


图 8 1 mm 刻蚀周期铝膜实验结果 (No. 19067) (a) 90 ns 时刻激光阴影图; (b) 边界不稳定结构波谱分析

Fig. 8. Experiment results of the Al foil with 1 mm etched periodical structure (No. 19067): (a) The laser shadow graphy image at 90 ns; (b) the wavelength spectra analysis.

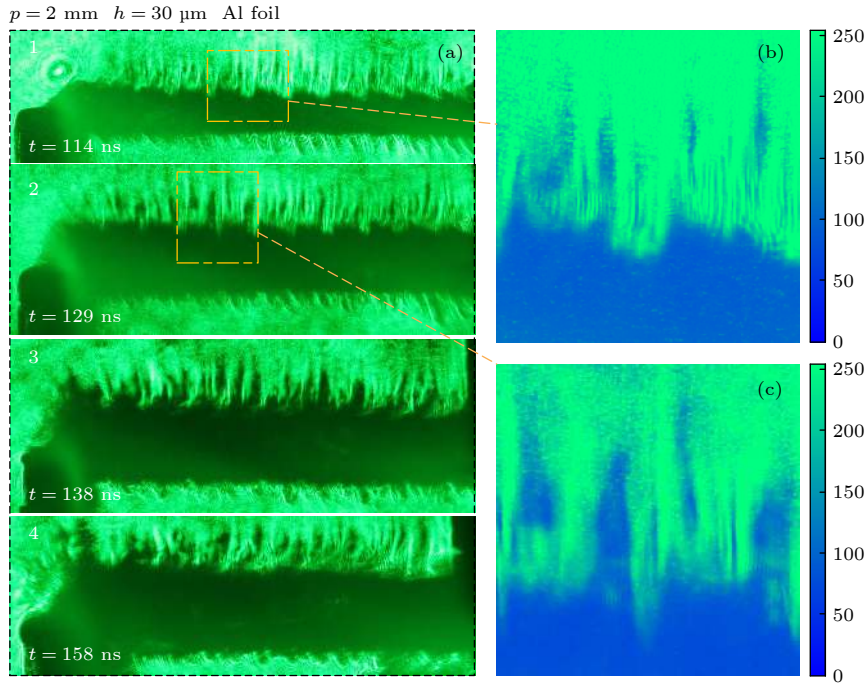


图 9 2 mm 刻蚀周期铝膜激光阴影图序列 (a) 实验发次与对应时刻, No. 19073-114 ns, No. 19074-129 ns, No. 19072-138 ns, No. 19060-158 ns; (b) 114 ns 时刻下局部结构放大伪色图; (c) 129 ns 时刻下局部结构放大伪色图; (b), (c) 中右侧标尺代表颜色域与灰度值的对应关系

Fig. 9. Laser shadow graphy image sequence for the Al foils with 2 mm periodical structure: (a) Corresponding shot numbers are No. 19073-114 ns, No. 19074-129 ns, No. 19072-138 ns, No. 19060-158 ns; (b) enlarged image of the box at 114 ns; (c) enlarged image of the box at 129 ns. False color has been added in (b) and (c) where the corresponding relationship between color and grayscale value is shown in the label on the right.

图 9 进一步给出表面周期刻蚀薄膜的爆炸过程随时间发展的激光阴影图像序列。图 9 中 114 ns 时刻图像中清晰显示出调制结构的形成, 129 ns 时刻显示凸起的块状结构此后逐渐展宽, 烧蚀等离子体加速膨胀, 138 ns 时刻下凸起结构等离子体逐渐融合, 158 ns 时刻特征形态崩塌, 块状调制结构基本消失, 融合成为整体。受外侧调制作用影响, 内界面 MRT 不稳定性特征明显减弱, 其波谱特征趋于外侧且不稳定结构幅值始终维持在较低水平, 刻蚀调制实现了对内界面的致稳作用。

图 10 为初始结构与实验过程中界面结构对照图。铝膜在爆炸发展过程中界面处膨胀更快的凸起结构对应爆炸前的刻蚀凹槽处, 实验等离子体结构与初始结构反相。这说明刻蚀沟槽处的金属层等离子体化发展的更早更迅速。图 11 的可见光图像同样清晰地捕捉到这一特征, 在 37 ns 时刻下刻蚀结构对边界自辐射强度就已经产生了明显的调制作用, 形成独有的周期排布点亮现象, 至 97 ns 时刻发展成亮包状周期排布结构。在圆柱形刻蚀丝

阵的实验中, 研究者发现在单丝刻蚀形成的窄径处, 生成的等离子体冕层也更小, 从而与窄径处携带电流密度更大, 丝核烧蚀速度更快, 冕区等离子

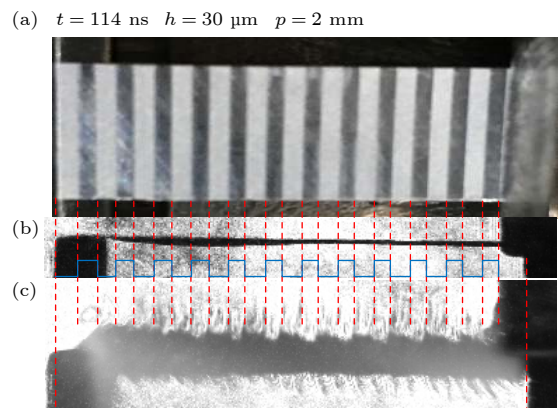


图 10 初始薄膜刻蚀结构与实验发展过程结构对照 (a) 初始薄膜实物放置图; (b) 初始状态侧向激光阴影成像图; (c) 实验激光阴影成像图

Fig. 10. Initial structure of foil surface comparing with developing plasma structure in experiments: (a) The photograph of actual etched foil; (b) the side-on laser shadow graphy image of Al foil before experiment; (c) corresponding shadow graphy image in experiment.

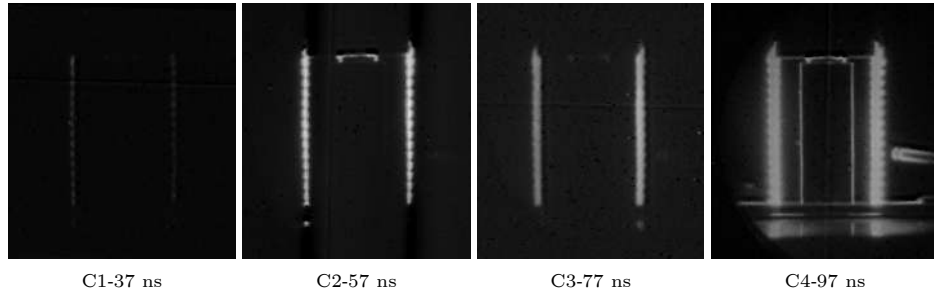


图 11 刻蚀薄膜电爆炸过程早期可见光分幅图像, 其中实验发次 No. 19274, 对应拍摄幅次与时刻依次为 C1-37 ns, C2-57 ns, C3-77 ns, C4-97 ns

Fig. 11. Multiframe optical self-emission images of exploding etched Al foils for No. 19274. The frame number and shoot time are C1-37 ns, C2-57 ns, C3-77 ns, C4-97 ns respectively.

体层膨胀区域更广的预期相违背^[1]. 而本文刻蚀薄膜实验观测到的反转结构则验证了这一预期. 另一方面在刻蚀丝阵实验中发现, 丝径跃变位置在 X 射线针孔成像中出现更强的亮斑, 并最先发展成为磁泡状的内爆结构. 而在刻蚀薄膜实验中, 在刻蚀断层处同样观测到特殊的喷流结构. 对比说明刻蚀丝阵中的单丝过程与刻蚀平面薄膜的外爆过程在调制等离子体发展过程中存在一定的差异, 但在特殊刻蚀区域中两者存在相似特征.

3.2 调制作用的电热理论分析

周期性刻蚀结构对电流密度的调制所引起的电热不稳定性分布特征的变化, 是调制效果产生的重要原因. Oreshkin^[24]在对单丝分析的模型中认为电流密度 j 沿 z 向一致, 由电热不稳定性理论推导出色散公式. 在此基础上采用电流密度 j 沿 z 轴呈周期性分布的假设开展磁流体理论分析.

由连续性方程, 动力学方程和热学方程得

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon = -p \nabla \mathbf{v} + \mathbf{j}^2 \delta + \nabla(\kappa \nabla T), \quad (3)$$

其中, ρ 为密度, t 为时间, \mathbf{v} 为速度矢量, \mathbf{j} 为电流密度矢量, \mathbf{B} 为磁感应强度, ε 为内能, δ 为电阻率, κ 为热传导系数, T 为温度. 简化运动过程, 忽略早期的物质运动, 主要考察界面处的电热性质有

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \mathbf{j}^2 \delta + \nabla(\kappa \nabla T). \quad (4)$$

简化热容 c_V 为常数, $\varepsilon = c_V T$. j 表示电流密

度大小, 将温度 T 展开为无扰动温度项 T_0 和扰动温度项 T_1 之和, 对电阻率展开并保留一阶项

$$\delta(T) = \delta(T_0) + T_1 \frac{\partial \delta}{\partial T}, \quad (5)$$

则

$$\rho c_V \frac{\partial T_1}{\partial t} = j^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} T_1 + \kappa \Delta T_1. \quad (6)$$

假设解形式为

$$T_1(t, z) = \text{const} \cdot \exp\left(\int \gamma(z) dt + ik_z z\right), \quad (7)$$

其中, $\gamma(z)$ 为不稳定性增长率; k_z 为沿 z 向的波矢, 满足 $k_z = 2\pi/\lambda$, λ 为不稳定性波长. 分析认为由于刻蚀结构的引入, 导致趋肤电流密度沿 z 向将产生周期性振荡, 因此 $j = j(z, t)$ 是位置 z 的函数, 进而增长率 $\gamma = \gamma(z)$ 也变为位置的函数. 代入计算 ΔT_1 有

$$\Delta T_1 = T_1 \left[-k_z^2 + \left(\int \frac{\partial \gamma(z)}{\partial z} dt \right)^2 + 2ik_z \int \frac{\partial \gamma(z)}{\partial z} dt + \int \frac{\partial^2 \gamma(z)}{\partial z^2} dt \right]. \quad (8)$$

假设 $\gamma(z)$ 对位置 z 的偏导不含时间项 t ,

$$\Delta T_1 = T_1 \left[-k_z^2 + \left(\frac{\partial \gamma(z)}{\partial z} t \right)^2 + 2ik_z t \frac{\partial \gamma(z)}{\partial z} + \frac{\partial^2 \gamma(z)}{\partial z^2} t \right]. \quad (9)$$

假设增长率 $\gamma = \gamma(z)$ 为 z 的周期性方波函数, 并认为其周期特性同步于刻蚀结构, 如图 12 所示, 其中 ab 为刻蚀区槽宽, p 为刻蚀周期, n 为周期数, 满足以下对应关系

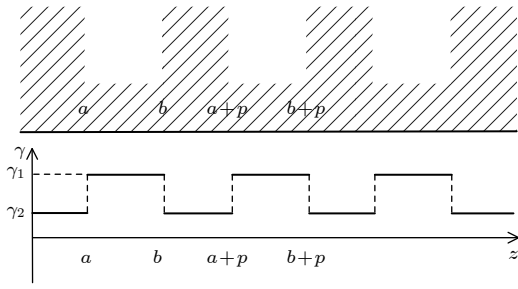


图 12 周期性刻蚀结构与对应位置增长率示意图

Fig. 12. Periodical structure and the growth rate of the corresponding position.

$$\gamma(z) = \begin{cases} \gamma_1 & (a + np < z < b + np) \\ \gamma_2 & (b + np < z < a + (n+1)p) \end{cases} \quad (10)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots,$$

$$\frac{\partial \gamma(z)}{\partial z} = \begin{cases} 0 & (a + np < z < b + np) \\ 0 & (b + np < z < a + (n+1)p) \\ \Lambda & (z = a + np) \\ -\Lambda & (z = b + np) \end{cases} \quad (11)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

将 (10) 式和 (11) 式代入 (9) 式计算 ΔT_1

$$\Delta T_1 = \begin{cases} -T_1 k_z^2 & (a + np < z < b + np) \\ -T_1 k_z^2 & (b + np < z < a + (n+1)p) \\ T_1 \left(-k_z^2 + \Lambda^2 t^2 + \frac{\partial^2 \gamma(z)}{\partial z^2} t + 2ik_z \Lambda t \right) & (z = a + np) \\ T_1 \left(-k_z^2 + \Lambda^2 t^2 + \frac{\partial^2 \gamma(z)}{\partial z^2} t - 2ik_z \Lambda t \right) & (z = b + np) \end{cases} \quad (12)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

将 (12) 式代入 (6) 式

$$\gamma = \begin{cases} \frac{j^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} - k_z^2 \kappa}{\rho_{CV}} & (a + np < z < b + np) \\ \frac{j^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} - k_z^2 \kappa}{\rho_{CV}} & (b + np < z < a + (n+1)p) \\ \frac{j^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} + \kappa (-k_z^2 + \Lambda^2 t^2 + 2ik_z \Lambda t)}{\rho_{CV}} & (z = a + np) \\ \frac{j^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} + \kappa (-k_z^2 + \Lambda^2 t^2 - 2ik_z \Lambda t)}{\rho_{CV}} & (z = b + np) \end{cases} \quad (13)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

对于刻蚀结构薄膜, 在非突变区域上, 增长率仍然满足式

$$\gamma = \frac{j^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} - k_z^2 \kappa}{\rho_{CV}} = \begin{cases} \frac{j_{\text{high}}^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} - k_z^2 \kappa}{\rho_{CV}} & (\text{刻蚀区}), \\ \frac{j_{\text{low}}^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} - k_z^2 \kappa}{\rho_{CV}} & (\text{非刻蚀区}). \end{cases} \quad (14)$$

在凸起部位, 由于形成高阻势垒, 导致电流密度减弱; 另一方面, 非刻蚀处截面较大, 电流密度也会相应减弱, 从而非刻蚀区扰动温度的增长率更小, 反之刻蚀部位的增长率更大. 因此导致刻蚀区更早的热化形成等离子体态, 进而向外发展膨胀, 实验观测得到的反转结构得以解释. 对于连接位置有

$$\gamma = \begin{cases} \frac{j^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} - \kappa k_z^2}{\rho_{CV}} + \frac{\kappa \Lambda^2 t^2}{\rho_{CV}} + \frac{2i\kappa \Lambda k_z t}{\rho_{CV}}, \\ \frac{j^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} - \kappa k_z^2}{\rho_{CV}} + \frac{\kappa \Lambda^2 t^2}{\rho_{CV}} - \frac{2i\kappa \Lambda k_z t}{\rho_{CV}}, \end{cases} \quad (15)$$

(刻蚀与非刻蚀区连接处).

忽略虚数振荡项 (考虑长波近似下, γ 取最大值的) 可得

$$\gamma = \frac{j^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} - \kappa k_z^2}{\rho_{CV}} + \frac{\kappa \Lambda^2 t^2}{\rho_{CV}}. \quad (16)$$

对比 (14) 式与 (16) 式可见, 连接处多了 $\frac{\kappa \Lambda^2 t^2}{\rho_{CV}}$ 一项, 这是由电流密度 j_z 的周期性调制假设所引入的, 与刻蚀突变结构处增长率跃变性 Λ 的平方成正比. 对于方波分布假设而言 Λ 项较大, 因此使得跃变处的增长率 γ 显著增强并超过刻蚀区, 使得该区域的热化膨胀发展最为迅速. 这与我们在实验中观测到的在该区形成的细长等离子体喷射状结构相一致. (16) 式说明刻蚀结构奇点将会引入极大的电热扰动, 造成该点位等离子体爆发, 其程度与刻蚀阶跃的平方相关.

从物理上理解表面调制作用源于周期结构对表面电流的调制而造成局部电热性质差异. 对于实验中薄膜的电爆炸过程, 定性认为电流主要在薄膜内外边界层的趋肤深度内分布形成双电流层结构. 普通薄膜条件下电流密度在层内沿流向均匀分布, 电热不稳定性无差异化发展. 当界面引入人工刻蚀

结构时, 未刻蚀凸起部位将形成势垒, 导致流经初始结构凸起部位金属层的电流路径阻性变强, 限制了电流的流入, 致使电流密度降低, 电热效应减弱, 因此凸起处等离子体化过程变缓, 原沟槽处金属率先等离子体化膨胀喷出. 另一方面由于凸起部位处等离子体化放缓, 因此在早期起到了类似有机膜镀层, 抑制界面不稳定性发展的效果. 这使得凸起部位下方的热化金属层被压实, 难以向外膨胀喷出. 受阻过程使得压力向两侧转移, 在凸起处与沟槽处过渡的台阶部位得以释放, 因此在该位点形成了细长的等离子体喷流, 导致半波结构的产生.

4 结论与展望

周期性刻蚀结构对平面薄膜电爆炸过程的界面发展产生了显著的调制作用. 刻蚀区不稳定性结构的波长特征趋同于刻蚀波长, 不稳定性的本征波

长结构得到抑制, 同时出现了二分之一刻蚀周期的半波结构. 薄膜爆炸发展过程中的界面形态与初始刻蚀结构形态相反, 刻蚀区材料热化膨胀更为迅速, 刻蚀断层位置膨胀最为明显, 形成类喷射状的形态结构, 无刻蚀结构侧界面也表现出类似特征. 理论分析认为, 刻蚀结构对趋肤电流密度调制改变了电热不稳定性分布是导致实验现象的主要原因. 上述结论说明调制结构可以在薄膜电爆炸过程早期, 调控等离子体的电流密度分布及温度分布等微观参数, 进而改变等离子体边界不稳定结构与可见光辐射强度分布等宏观特征. 今后的实验工作将关注通过改变薄膜刻蚀结构取向或使用刻蚀丝阵的手段, 对调制平面薄膜与平面丝阵负载结构进行对比研究 (图 13). 另一方面研究不同刻蚀周期、不同金属材料, 以及制作二维刻蚀结构等因素在调控中的影响. 最终实现通过设计调制结构达到特定调控效果的目标.

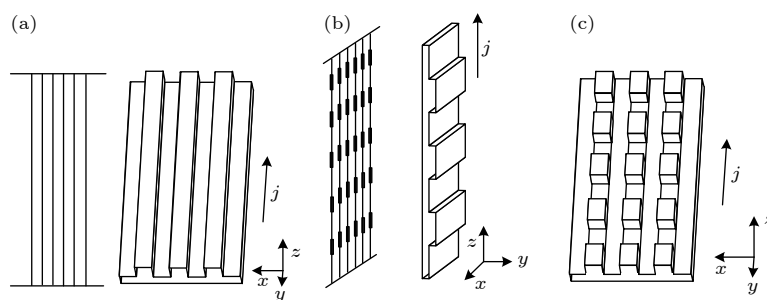


图 13 不同调制构型实验对比 (a) 薄膜刻蚀取向沿 z 轴; (b) 刻蚀平面丝阵与刻蚀平面薄膜对比; (c) 二维刻蚀结构平面薄膜
Fig. 13. Different etched structure designed in future: (a) Etched along z axial; (b) planar array using etched wires; (c) two-dimensional etched structure on foil surface.

参考文献

- [1] Jones B, Deeney C, McKenney J L, Garasi C J, Mehlhorn T A, Robinson A C, Wunsch S E, Bland S N, Lebedev S V, Chittenden J P, Bott S C, Ampleford D J, Palmer J B A, Rapley J, Hall G N, Oliver B V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 225001
- [2] Hall G N 2007 *Ph. D. Dissertation* (London: Science of the University of London)
- [3] Hall G N, Chittenden J P, Bland S N, Lebedev S V, Bott S C, Jennings C, Palmer J B A, Suzuki-Vidal F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 065003
- [4] Sheng L, Li Y, Wu J, Yuan Y, Zhao J Z, Zhang M, Peng B D, Hei D W 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 205203 (in Chinese) [盛亮, 李阳, 吴坚, 袁媛, 赵吉祯, 张美, 彭博栋, 黑东炜 2014 *物理学报* **63** 205203]
- [5] Sheng L, Li Y, Yuan Y, Peng B D, Li M, Zhang M, Zhao J Z, Wei F L, Wang L P, Hei D W, Qiu A C 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 055201 (in Chinese) [盛亮, 李阳, 袁媛, 彭博栋, 李沫, 张美, 赵吉祯, 魏福利, 王亮平, 黑东炜, 邱爱慈 2014 *物理学报* **63** 055201]
- [6] Slutz S A, Herrmann M C, Vesey R A, Sefkow A B, Sinars D B, Rovang D C, Peterson K J, Cuneo M E 2010 *Phys. Plasmas* **17** 056303
- [7] Slutz S A, Vesey R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 025003
- [8] Sinars D B, Slutz S A, Herrmann M C, McBride R D, Cuneo M E, Peterson K J, Vesey R A, Nakhleh C, Blue B E, Killebrew K, Schroen D, Tomlinson K, Edens A D, Lopez M R, Smith I C, Shores J, Bigman V, Bennett G R, Atherton B W, Savage M, Stygar W A, Leifeste G T, Porter J L 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 185001
- [9] Sinars D B, Slutz S A, Herrmann M C, McBride R D, Cuneo M E, Jennings C A, Chittenden J P, Velikovich A L, Peterson K J, Vesey R A, Nakhleh C, Waisman E M, Blue B E, Killebrew K, Schroen D, Tomlinson K, Edens A D, Lopez M R, Smith I C, Shores J, Bigman V, Bennett G R, Atherton B W, Savage M, Stygar W A, Leifeste G T, Porter J L 2011 *Phys. Plasmas* **18** 056301
- [10] Awe T J, Jennings C A, McBride R D, Cuneo M E, Lamppa D C, Martin M R, Rovang D C, Sinars D B, Slutz S A, Owen

- A C, Tomlinson K, Gomez M R, Hansen S B, Herrmann M C, Jones M C, McKenney J L, Robertson G K, Rochau G A, Savage M E, Schroen D G, Stygar W A 2014 *Phys. Plasmas* **21** 056303
- [11] Awe T J, Peterson K J, Yu E P, McBride R D, Sinars D B, Gomez M R, Jennings C A, Martin M R, Rosenthal S E, Schroen D G, Sefkow A B, Slutz S A, Tomlinson K, Vesey R A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 065001
- [12] Kantsyrev V L, Chuvatin A S, Safronova A S, Rudakov L I, Esaulov A A, Velikovich A L, Shrestha I, Astanovitsky A, Osborne G C, Shlyaptseva V V, Weller M E, Keim S, Stafford A, Cooper M 2014 *Phys. Plasmas* **21** 031204
- [13] Lau Y Y, Zier J C, Rittersdorf I M, Weis M R, Gilgenbach R M 2011 *Phys. Rev. E* **83** 066405
- [14] Zier J C, Gilgenbach R M, Chalenski D A, Lau Y Y, French D M, Gomez M R, Patel S G, Rittersdorf I M, Steiner A M, Weis M, Zhang P, Mazarakis M, Cuneo M E, Lopez M 2012 *Phys. Plasmas* **19** 032701
- [15] Shelkovenko T A, Pikuz S A, Tilikin I N, Romanova V M, Mishin S N, Atoyan L, Hammer D A 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 3741
- [16] Shelkovenko T A, Pikuz S A, Tilikin I N, Mingaleev A R, Atoyan L, Hammer D A 2018 *Plasma Phys. Rep.* **44** 236
- [17] Shelkovenko T A, Pikuz S A, Hammer D A 2016 *Plasma Phys. Rep.* **42** 226
- [18] Roussikh A G, Zhigalin A S, Oreshkin V I, Baksht R B 2020 *Phys. Plasmas* **27** 033505
- [19] Clayson T, Lebedev S V, Suzuki-Vidal F, Burdiak G C, Halliday J W D, Hare J D, Ma J, Suttle L G, Tubman E R 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 3734
- [20] Hu Min, Kusse B R 2005 *Phys. Plasmas* **12** 102701
- [21] Bland S N, Lebedev S V, Chittenden J P, Ampleford D J, Tang G 2004 *Phys. Plasmas* **11** 4911
- [22] Swadling G F, Lebedev S V, Hall G N, Patankar S, Stewart N H, Smith R A, Harvey-Thompson A J, Burdiak G C, de Grouchy P, Skidmore J, Suttle L, Suzuki-Vidal F, Bland S N, Kwek K H, Pickworth L, Bennett M, Hare J D, Rozmus W, Yuan J 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 11E502
- [23] Peterson K J, Awe T J, Yu E P, Sinars D B, Field E S, Cuneo M E, Herrmann M C, Savage M, Schroen D, Tomlinson K, Nakhleh C 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 135002
- [24] Oreshkin V I 2008 *Phys. Plasmas* **15** 092103

Explosion of thin flat foils with periodical modified structure*

Liu Yong-Tang¹⁾²⁾ Sheng Liang^{2)†} Li Yang²⁾ Zhang Jin-Hai²⁾ Meng Lun³⁾Li Hao-Qing¹⁾²⁾ Yuan Yuan²⁾ Sun Tie-Ping²⁾ Ouyang Xiao-Ping²⁾1) (*Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)2) (*State Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation and Effect, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China*)3) (*Unit 92609 of PLA, Beijing 100077, China*)

(Received 22 September 2020; revised manuscript received 31 October 2020)

Abstract

The fast Z-pinch plasma formation, exploding dynamics, and the evolution of the instability can be controlled experimentally by making special structures on metal surface layer to change the initial state of material, which is valuable for studying the Z-pinch physics. Experiments on the explosion of thin flat foils which have been etched into a periodical structure on surface are performed on the QG-1 facility (~ 1.4 MA peak current, ~ 100 ns rise time) in order to study the effects of different surface conditions on explosion and control the evolution of the instability in fast Z-pinch plasma. A kind of inverse load configuration is used in experiment in which the return current post is set at the central axial-position and two modified flat foils are strained outside symmetrically as the main load. So the corresponding $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ force directs outward from the return current post orthogonal to the foil plane, creating an acceleration and pushing the foil plasma away from the center in this configuration. Different surfaces of the foil are also investigated in different conditions because of the asymmetric magnetic field distribution which is useful to study the different evolutions of instability. The foils used in the experiment mainly are the 30- μm -thick aluminum foil. The wavelength of groove perturbations seeded on the surface is 2 mm wide and ~ 10 μm deep. The plasma explosion dynamic behaviors around conditioned area are diagnosed by laser shadowgraphy, laser interferometry, multiframe optical self-emission imaging and B-dot. It is found that the initially etched periodical structure on surface can control the plasma structure in exploding process which can be concluded as follows. Developing plasma structure shows a periodic character similar to the initial surface structure and the eigenwavelength of the Al is suppressed. In the meantime, the surface without etched perturbations is also influenced by the etched side, showing a similar instability structure but with a lower amplitude. The correlation between two surfaces turns stronger than the case of normal foils. A faster expanding rate occurs in the deep region of the initial periodical groove structure which causes a reverse structure to form. In the discontinuous area of the conditioned structure, a narrow stream of plasma jets perpendicularly from the metal surface which causes a half-wavelength to occur in spectrum analysis. The magneto-hydro-dynamic theory analysis shows that the change of electrothermal instabilities is caused dominantly by the modulation of current density flowing around the periodical structure.

Keywords: exploding foils, planar configuration, periodical modified structure, electrothermal instability**PACS:** 52.80.Qj, 52.58.Lq, 96.25.St**DOI:** 10.7498/aps.70.20201574

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11575147).

† Corresponding author. E-mail: shengliang@tsinghua.org.cn