

Xe 介质极紫外光源时间特性及最佳条件研究*

赵永蓬¹⁾ 徐强^{1)†} 肖德龙²⁾ 丁宁²⁾ 谢耀³⁾ 李琦¹⁾ 王骐¹⁾

1) (哈尔滨工业大学, 可调谐 (气体) 激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨 150080)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

3) (中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 应用光学国家重点实验室, 长春 130033)

(2013 年 7 月 3 日收到; 2013 年 9 月 17 日收到修改稿)

理论和实验上研究了 Xe 介质毛细管放电极紫外光源等离子体时间特性和最佳条件. 从理论上建立了 Xe 介质一维辐射磁流体力学模型, 模拟了不同气压和电流条件下等离子体压缩和辐射特性; 实验上测量了放电电流 30 kA 时不同气压条件下 13.5 nm (2%带宽) 动态特性. 理论和实验结果表明: 不同放电电流条件下, 存在最佳气压值, 最佳气压随着电流的增加而增加; 同时, 电流增加时, 13.5 nm (2%带宽) 辐射光强峰值时刻减小.

关键词: 极紫外光刻光源, 毛细管放电, 磁流体力学, Xe 等离子体

PACS: 52.58.Lq, 52.30.Cv, 52.77.-j

DOI: 10.7498/aps.62.245204

1 引言

近年来, 人们广泛研究使用 13.5 nm 辐射光 (2%带宽) 的极紫外 (EUV) 光刻技术以用于 16 nm 或更短节点的光刻处理中^[1]. 选用 13.5 nm 辐射光主要是因为已经能够生产的 Mo/Si 多层反射镜在这个波长有非常高的反射率 (约为 70%)^[2], 同时性能稳定. 作为极紫外光刻机的源头, 极紫外光刻光源主要沿着两个方向发展: 激光等离子体^[3] 和放电等离子体 (DPP). 其中, DPPEUV 光源目前主要有 Z 箍缩^[4]、等离子体焦点技术 (DPF)^[5] 以及毛细管放电技术^[6] 等.

自从 1998 年 Klosner 和 Silfvast^[7] 首先报道并证实了 Xe 作为极紫外光刻光源介质的可能性后, 极紫外光刻光源技术得到了迅速的发展. Klosner 和 Silfvast 指出 13.5 nm 辐射光来自于 Xe¹⁰⁺ 离子, Böwering 等^[8] 采用 Hartree-Fock 模型计算得到了 Xe⁸⁺—Xe¹¹⁺ 离子位于 10—17 nm 范围内的辐射谱, 并与采用 DPF 技术得到的光谱相比较, 证实 13.5 nm (2%带宽) 辐射谱来自于 Xe¹⁰⁺ 4d—5p 跃

迁. 研究表明, 在 10—18 nm 范围内, 采用 Xe 介质不同放电形式获得的光谱形状基本相同^[4,9,10]. 这主要是由于放电机制采用的均为 Z 箍缩技术, 获得高温高密度等离子体, 实现 13.5 nm 辐射光输出. 因此, 分析毛细管放电 EUV 光源的相关放电过程, 可以借鉴用于其他 Z 箍缩装置^[11] 的箍缩过程分析^[12] 及等离子体诊断^[13] 中.

早期主要采用磁流体力学模型研究氧气^[14]、碳^[15]、氩气^[16] 等原子量较低物质 Z 箍缩动力学过程, 国内采用磁流体力学开展了强场物理^[17,18] 及 X 射线激光^[19] 研究. 但由于 Xe 能级结构复杂, 多年来, DPPEUV 光源研究主要集中在光谱分析^[9,20] 和实验^[10,21] 上, 采用磁流体力学模型系统的分析 Xe 介质 EUV 光源等离子体压缩动态过程的研究很少. 本文采用双温一维辐射磁流体力学模拟与 13.5 nm (2%带宽) 动态特性实验结果结合的方法, 探讨不同放电条件下等离子体动态特性. 通过理论与实验结果结合, 可以清楚理解 Xe 介质毛细管 EUV 光源物理过程, 指导优化放电条件, 提高辐射光输出功率和转换效率.

* 国家自然科学基金 (批准号: 60838005) 和国家科技重大专项 (批准号: 2008ZX02501) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: hgdxq@126.com

2 实验装置

图 1 所示为本实验室毛细管放电 EUV 光源结构示意图. 实验时, 加载在毛细管两端阳极和阴极的电压为 20—30 kV 可调, 流过毛细管的电流为 20—40 kA 可调. 电流采用 Rogowski 电流线圈测量, 并与示波器 (Tektronix, DPO3054) 相连. 图 2 所示为一个典型的电压电流波形, 电流第一个波峰近似为正弦波形, 半波宽 105 ns. 放电气体采用 Xe 气, 实验时 Xe 气流量由流量计控制, 连续的流过陶瓷毛细管 (内径 7 mm, 长 12 mm) 内部. 整套放电系统与真空系统相连, 从而保证毛细管内部有均匀稳定的 Xe 气.

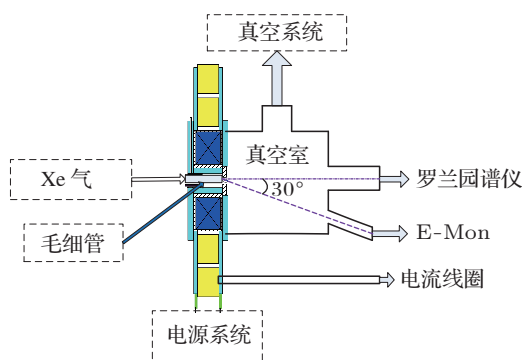


图 1 毛细管放电 EUV 光源结构简图

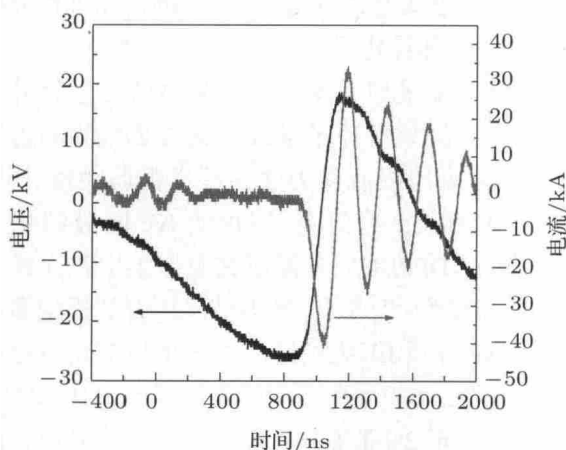


图 2 典型的电压电流波形

实验中采用直径为 1 m 罗兰圆谱仪 (掠入射方式, 型号为 McPherson 248/310G, 光栅 1200 g/mm, CCD (Andor technology type DO420/BN)) 测量单脉冲放电辐射谱. 谱仪位于中心轴距离毛细管端面 1 m, 入射狭缝 10 μm , 因此谱仪测谱精度约为 0.04 nm^[22]. 装置中的极紫外探测器 (E-Mon) 与

毛细管中心轴夹角 30°, 包括一个 Mo/Si 多层反射镜、一个 SiN 金属膜和一个快响应的 X 射线光电二极管 (型号 AXUV20 HS1BNC, 10%—90% 上升沿 2 ns), 以用于测量 13.5 nm (2%带宽) 辐射光信号时间演变特性. 由于毛细管放电中等离子体辐射光是各向同性的, 同时考虑到毛细管管壁对光的约束, 谱仪和 E-Mon 测量得到的 13.5 nm (2%带宽) 辐射光信号强度不相同, 但二者强度比是一定的. 同时, 考虑到同轴电缆长度, 电流线圈和 E-Mon 的响应时间等参数, 电流信号与 E-Mon 信号延时在后续数据处理中均做修正.

3 理论模型

3.1 磁流体力学模型

建立了 Xe 介质柱状等离子体双温一维辐射磁流体力学模型, 同时假定电流全部流过 Xe 等离子体, 不考虑对毛细管内壁的烧蚀. 对于 7 mm 内径毛细管, 初始气压为 40 Pa 条件下, 按照平均电离度为 10 估算, 压缩到轴心时, 电子密度应低于 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ^[23]. 由于复合辐射和韧致辐射与电子密度一次和二次方成正比, 在本文放电参数条件下, 即使在光薄近似全辐射漏失, 计算发现连续谱辐射 (包括复合辐射和韧致辐射) 对整个内爆动力学过程影响非常小, 因此计算中忽略了连续背景辐射的影响, 磁流体力学模型见文献 [24].

3.2 原子参数计算

磁流体计算中仅考虑 Xe^{10+} 离子谱线跃迁对极紫外辐射的贡献. 我们利用相关程序计算了 Xe^{10+} 的 1 个基态、7 个激发态共 1193 个能级的相关原子参数, 8 个组态分别是 $4p^6 4d^8$, $4p^5 4d^9$, $4p^6 4d^7 4f^1$, $4p^5 4d^8 4f^1$, $4p^6 4d^7 5s^1$, $4p^6 4d^7 5p^1$, $4p^5 4d^8 5s^1$, $4p^5 4d^8 5p^1$, 计算时考虑组态相互作用^[25]. 根据计算结果和参考文献 [20, 22, 25, 26], Xe^{10+} 激发态 $4p^6 4d^7 5p^1$ 共 110 个能级到基态 $4p^6 4d^8$ 的跃迁是产生 13.5 nm 辐射的主要机制之一.

图 3 所示为 11.8—14.5 nm 范围内部分计算结果, 下面理论计算中极紫外辐射功率特指 11.8—14.5 nm 这一能段产生的总辐射功率. 由图 3 可以看出, 13.5 nm (2%带宽) 辐射占总辐射强度的 50%以上, 同时 13.5 nm (2%带宽) 范围辐射与

11.8—14.5 nm 范围内辐射均来源于 Xe^{10+} 离子 $4d^75p-4d^8$ 跃迁, 因而认为二者时间特性符合.

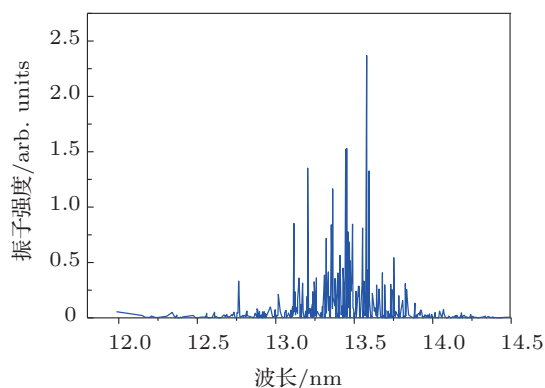


图3 Xe^{10+} 离子 $4d^75p-4d^8$ 跃迁辐射强度与波长关系

3.3 模拟结果与分析

结合实验测量结果, 计算中直接利用电流波形驱动 Xe 等离子体内爆计算, 电流波形 $I(t)$ 采用正弦电流的形式

$$I(t) = I_0 \sin(\pi t / (2T_0)), \quad (1)$$

在所有计算中, $1/4$ 周期 T_0 固定为 105 ns. 电流峰值 I_0 变化范围为 20—40 kA, 以考察不同电流峰值下内爆结果的差异. 毛细管初始等离子体柱直径为毛细管内径 7 mm, Xe 气初始充气气压变化范围取为 3—80 Pa.

毛细管放电过程中的等离子体内爆、箍缩过程以及最终的等离子体密度、温度等参数, 与电流波形、电流峰值、等离子体线质量和初始半径密切相关. 固定电流波形 (正弦波形, $1/4$ 周期为 105 ns) 和电流峰值, 针对特定的毛细管 (初始半径固定), 则内爆过程主要与 Xe 等离子体线质量有关. Xe 等离子体线质量与毛细管直径 D 、初始时刻气压 p 的关系可以表示为 (假定充气气压对应的温度为常温 300 K)

$$m = 4.13 \times 10^{-4} p(\text{Pa}) D^2(\text{mm}) \quad (\mu\text{g}/\text{cm}). \quad (2)$$

由此可见, 固定电流和毛细管直径的情况下, 内爆过程主要与初始时刻的充气气压有关.

图 4 给出了毛细管直径 7 mm (电流峰值 20, 30, 40 kA) 时极紫外辐射功率在不同气压下的时间变化曲线. 可以看出, 在不同的放电电流条件下, 极紫外辐射功率峰值随气压先增加后减小, 这与 Z 箍缩内爆中辐射功率与负载质量先增加后减小的规律一致, 这种变化规律体现了外加驱动源与负载的

能量耦合. 当 Xe 气气压较低时, 总质量较小, 虽然可以获得较高的内爆速度, 但总的离子数较少, 辐射较弱. Xe 气气压很高时, 总质量较大, 单个离子无法获得足够的能量, 辐射效率降低. 因此, 存在一个相对优化的气压使得辐射最强.

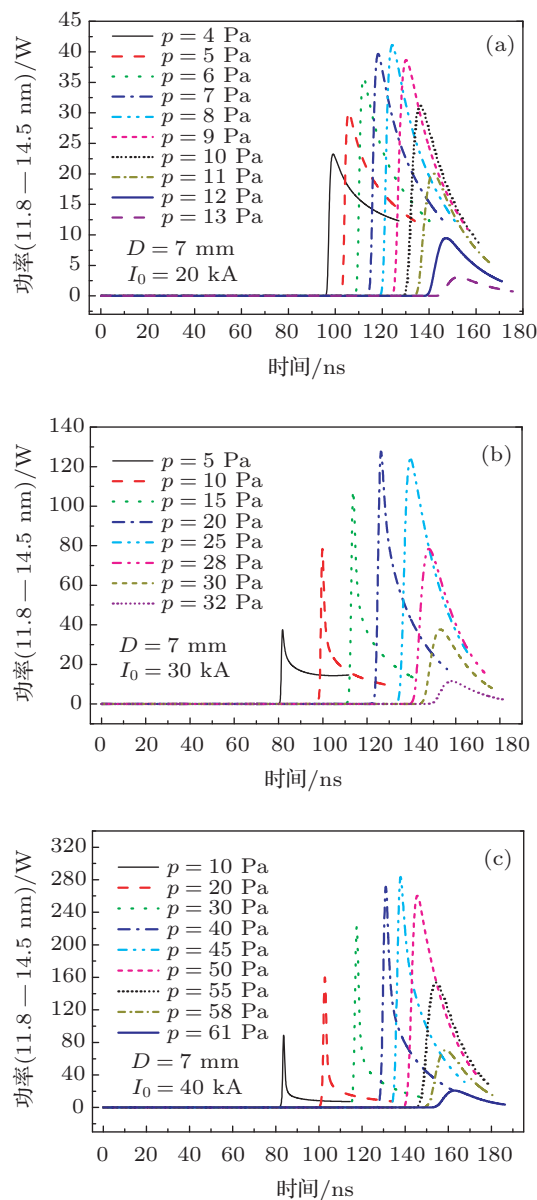


图4 $D = 7$ mm 时, (a) $I_0 = 20$ kA, (b) $I_0 = 30$ kA, (c) $I_0 = 40$ kA 不同气压下极紫外辐射功率时间变化

峰值以及峰值时刻是表征极紫外辐射功率的两个重要参数, 图 5 分别给出了极紫外辐射功率峰值和峰值时间随气压的变化曲线.

由图 5 可以看出, 20, 30 和 40 kA 时最佳气压分别为 8, 20 和 45 Pa, 最佳气压随着电流的增加而增加, 峰值时刻随着气压的增加而减小, 这与 Z 箍缩内爆动力学过程符合. 根据前面的讨论, 总的辐

射功率由单个离子的能量和总的离子密度决定. 在单个离子能量相同的条件下, 较大的电流能够提供更多的能量, 因此更多的离子获得较大的内爆速度, 从而使得最优化气压值随着电流的增加而增加. 同时, 气压较大时, 负载质量较大, 相同时刻内爆距离较短, 等离子体内爆速度减小, 到达最小压缩半径的时刻变长.

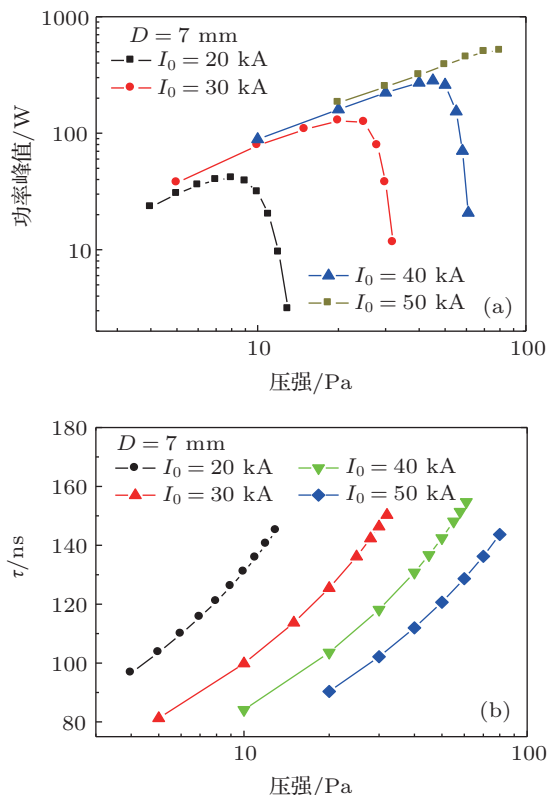


图5 $D = 7$ mm 时, (a) 极紫外辐射功率峰值, (b) 极紫外辐射功率峰值时刻, 在不同电流下随气压的变化

4 实验结果与分析

本文辐射光谱与报道中光谱形状基本相同^[27], 10—18 nm 放电辐射光谱主要来自于 Xe^{8+} — Xe^{11+} 离子, 与其他研究小组结果符合, 这里不做详细论述. 为了验证辐射磁流体力学程序计算结果, 采用 E-Mon 测量了不同气压和电流条件下 13.5 nm (2%带宽) 辐射动态特性. 受放电条件限制, Xe 气压在 17—28 Pa 范围内变化, 气压过低导致气体击穿困难, 气压过高 E-Mon 信号强度弱, 信噪比过小. 放电电流选择 40 kA 时, 放电电压过高, 装置稳定性差, 电流 20 kA 时, E-Mon 信号强度弱, 信噪比过小. 如图 6 所示为理论和实验中电流、极紫外辐射信号比较, 放电电流 30 kA, Xe 气压 25 Pa.

由图 6 可以看出, 理论假定的电流波形和实验中电流波形上升沿形状基本符合, 但实验测量得到的电流波形零时刻电流值并不为零, 前沿会存在一个较缓慢增长的正电流区间, 这一电流来源于电流脉冲形成过程中磁开关关闭时实际存在一定电流导致. 对于电流下降沿部分, 理论和实验结果差别较大, 这主要是由于当第一次内爆之后, 流过等离子体的电流变化非常复杂, 使得实验结果与正弦波形存在较大差异. 模拟计算和实验测量的极紫外辐射功率在波形和时间上存在一定的差异, 主要是因为理论模型在描述初始等离子体分布、电流通道和原子过程等方面存在一定的近似. 目前的计算模型只给出了一个能级向下跃迁产生的极紫外辐射, 并且是一维计算, 没有考虑到内爆过程的三维效应, 因此只能给出一些定性变化特征而无法与实验结果完全一致, 这将导致理论和实验结果波形上的差异, 下一步将通过电离模型和多维磁流体模型的完善解决这一问题. 在时序上计算结果落后于实验结果, 一方面在于实验结果中零时刻电流值并不为零, 前沿会存在一个较缓慢增长的正电流区间, 这个电流会导致等离子体向中心压缩, 使得实验结果中峰值靠前. 另一方面, 由于电离计算的困难, 初始时刻必须给出较高的电子温度, 这可能增加了等离子体内能, 减弱了磁场压缩, 从而使得模拟结果靠后. 同时, 实验测量结果发现, 随着 Xe 气压的减小, 极紫外辐射存在多个峰值, 依照 Z 箍缩过程雪靶模型^[28,29], 其来自于等离子体的多次箍缩过程^[30,31]. 由于理论计算结果中电流波形采用正弦波形, 在电流下降沿与实验结果存在较大差异, 由其计算得到的多次压缩可能并不是真实的, 因此所有的计算结果都只分析第一次压缩过程以及相应产生的辐射.

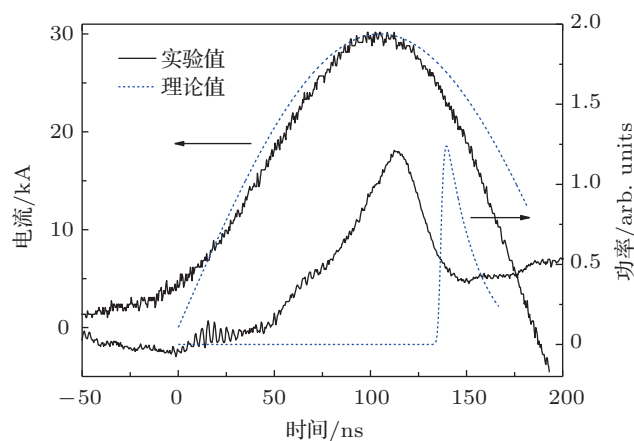


图6 13.5 nm (2%带宽) 辐射动态特性理论和实验结果比较

图 7 和图 8 分别为不同电流和气压条件下峰值及峰值时刻的理论和实验结果的比较. 由图 7 可以看出, 实验测量 13.5 nm (2% 带宽) 最佳气压位于 17—22 Pa 之间, 这比理论计算得到的 22—25 Pa 的优化气压稍小, 产生这一现象的原因在于实际测量时等离子体及真空室内的气体对 EUV 辐射存在一定的吸收, 较大的气压时吸收较强, 因而最佳气压实验值会比理论值小. 但总体上, 实验上验证了理论中电流一定时存在最佳气压的结论.

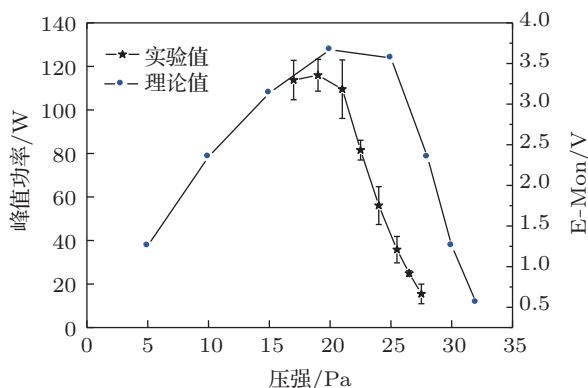


图 7 13.5 nm (2% 带宽) 辐射功率峰值随气压的变化

由图 8 可以看出, 随着 Xe 气气压的增加, 实验上 13.5 nm 辐射达到峰值的时刻会逐渐变大, 体现在等离子体压缩上, 随着气压的增加, 等离子体内爆速率会减小, 这与理论计算的趋势是符合的. 但同时, 实验结果中峰值时刻比理论值偏小, 理论和实验峰值结果的差值随着气压的增加逐渐减小. 原因之一是, 实验电流波形与理论值比较, 前沿存在一定的正电流, 这个电流对气体会产生压缩作用, 体现在内爆过程上, 就会导致实际过程中内爆速度变快, 内爆时间变短. 随着 Xe 气气压的增加, 这个前沿正电流对内爆过程的影响就越不明显, 这会导致实验和理论计算结果越接近. 此外, 气压较高时, 包括正电流、等离子体初始分布的假设、全部电流流过气体的假设、壁效应的忽略等其他因素的影响相对较小, 理论模拟和实际等离子体状态的差

异也相对较小, 这些都导致随着气压的增加, 实验和理论计算结果越接近.

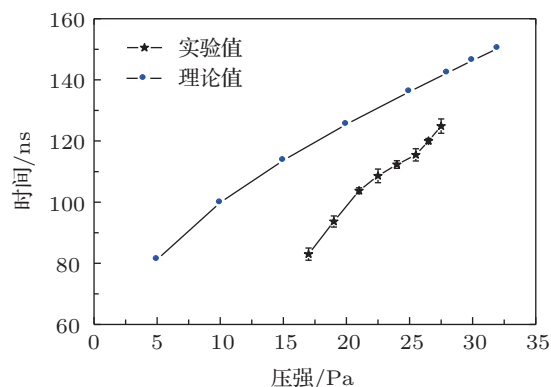


图 8 13.5 nm (2% 带宽) 辐射功率峰值时刻随气压的变化

5 结论

辐射磁流体力学模拟结果表明, 在放电电流分别为 20, 30 和 40 kA 条件下, 13.5 nm (2% 带宽) 辐射均存在最佳放电气压, 分别为 8, 20 和 45 Pa, 最佳气压随着电流的增加而增加. 同时, 13.5 nm (2% 带宽) 辐射功率峰值时刻随着气压的增加而减小, 这都与 Z 箍缩内爆动力学过程符合. 在放电电流 30 kA, Xe 气气压 17—28 Pa 范围内测量 13.5 nm (2% 带宽) 最佳条件和时间特性, 实验测量结果变化趋势与理论结果符合. 不同电流条件下均存在最佳气压值, 但实验测量最佳气压与理论结果相比偏小, 这主要是由于气体吸收辐射的效应、理论建模与实际状态的差异等因素造成的. 同时 13.5 nm (2% 带宽) 辐射功率峰值时刻随气压的增加而增加, 但实验结果中峰值时刻比理论值偏小, 理论和实验峰值结果时刻的差值随着气压的增加逐渐减小. 通过理论和实验相结合, 研究了毛细管放电等离子体动态特性和最佳条件, 为详细分析各种气体放电等离子体的物理特性提供了理论和实验支持, 也为下一步提高 EUV 光源功率和转换效率提供了支持.

- [1] Banine V Y, Benschop J P H, Werij H G C 2000 *Microelectron Eng.* **53** 681
- [2] Sasa B, Jennifer B A, Troy W B, Clift W M, Folta J A, Kaufmann B, Spiller E A 2002 *Opt. Eng.* **41** 1797
- [3] Takahiro I, Okino H, Nica P E, Amano S, Miyamoto S, Mochizuki T 2007 *Rev. Sci. Instrum.* **78** 105105
- [4] Malcolm M 1998 *Appl. Opt.* **37** 1651

- [5] Fomenkov I V, Bowering N, Rettig C L, Melnychuk S T, Oliver I R, Hoffman J R, Khodykin O V, Ness R M, Partlo W N 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 3266
- [6] Nowakowska-Langier K, Jakubowski L, Baronova E O, Czaus K, Rabinski M, Jakubowski M J 2009 *Eur. Phys. J. D* **54** 377
- [7] Klosner M A, Silfvast W T 1998 *Opt. Lett.* **23** 1609
- [8] Bowering N, Martins M, Partlo W N, Fomenkov I V 2004 *J. Appl.*

- Phys.* **95** 16
- [9] Zuppella P, Reale A, Ritucci A, Tucceri P, Prezioso S, Flora F, Mezi L, Dunne P 2009 *Plasma Sources Sci. T.* **18** 025014
- [10] Bergmann K, Danylyuk S V, Juschkun L 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 073309
- [11] Zhao T, Zou X B, Zhang R, Wang X X 2010 *Chin. Phys. B* **19** 075205
- [12] Huang X B, Yang L B, Li J, Zhou S T, Ren X D, Zhang S Q, Dan J K, Cai H C, Duan S C, Chen G H, Zhang Z W, Ouyang K, Li J, Zhang Z H, Zhou R G, Wang G L 2012 *Chin. Phys. B* **21** 055206
- [13] Li M, Wu J, Wang L P, Wu G, Han J J, Guo N, Qiu M T 2012 *Chin. Phys. B* **21** 125202
- [14] Kim S H, Lee K T, Kim D E, Lee T N 1997 *Phys. Plasmas* **4** 730
- [15] Lee K T, Kim S H, Kim D, Lee T N 1996 *Phys. Plasmas* **3** 1340
- [16] Bobrova N A, Bulanov S V, Farina D, Pozzoli R, Razinkova T L, Sakai J I, Sasorov P V, Sokolov I V 2000 *Laser Part. Beams* **18** 623
- [17] Ding N, Zhang Y, Ning C, Shu X J, Xiao D L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3027 (in Chinese) [丁宁, 张杨, 宁成, 束小建, 肖德龙 2008 物理学报 **57** 3027]
- [18] Zhang Y, Ding N 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2333 (in Chinese) [张杨, 丁宁 2006 物理学报 **55** 2333]
- [19] Cheng Y L, Luan B H, Wu Y C, Zhao Y P, Wang Q, Zheng W D, Peng H M, Yang D W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4979 (in Chinese) [程元丽, 栾伯含, 吴寅初, 赵永蓬, 王骐, 郑无敌, 彭惠民, 杨大为 2005 物理学报 **54** 4979]
- [20] Zeng J L, Gao C, Yuan J 2010 *Eur. Phys. J. D*: **60** 309
- [21] Banine V Y, Koshelev K N, Swinkels G H P M 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 253001
- [22] Gilleron F, Poirier M, Blenski T, Schmidt M, Ceccotti T 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 2086
- [23] Xu Q, Zhao Y P, Liu Y, Li Q, Wang Q 2013 *Eur. Phys. J. D* **67** 125
- [24] Lan K, Zhang Y, Zheng W D 1999 *Phys. Plasmas* **6** 4343
- [25] Gao C, Shen Y F, Zeng J L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4059 (in Chinese) [高城, 沈云峰, 曾交龙 2008 物理学报 **57** 4059]
- [26] Churilov S S, Joshi Y N, Reader J, Kildiyarova R R 2004 *Phys. Scripta* **70** 126
- [27] Xu Q, Zhao Y P, Guan Z L, Zhang Y, Wang Q, Li Q 2010 *Proceedings of 2010 ASOMT & 10th CRST* Harbin, October 12–16, 2010 p213
- [28] Marek R, Zdunek K 2003 *Vacuum* **70** 303
- [29] Vrba P, Vrbov M 2000 *Contrib. Plasma. Phys.* **40** 581
- [30] Zhao Y P, Wang Q, Xie Y, Cheng Y L, Luan B H 2008 *J. Plasma Phys.* **74** 839
- [31] Zhao Y P, Cheng Y L, Luan B H, Wu Y C, Wang Q 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 342

Time behavior and optimum conditions for the Xe gas extreme ultraviolet source*

Zhao Yong-Peng¹⁾ Xu Qiang^{1)†} Xiao De-Long²⁾ Ding Ning²⁾
Xie Yao³⁾ Li Qi¹⁾ Wang Qi¹⁾

1) (National Key Laboratory of Science and Technology on Tunable Laser, Harbin Institute of Technology, Harbin 150080, China)

2) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

3) (State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China)

(Received 3 July 2013; revised manuscript received 17 September 2013)

Abstract

The time behavior and the optimum conditions for the Xe gas capillary discharge extreme ultraviolet source are investigated theoretically and experimentally. By setting up a one-dimensional magneto-fluid-mechanics model, the plasma compressing characteristics and the emission characteristics are simulated under different gas pressures and different discharge currents. The time characteristic and the intensity of the 13.5 nm (2% bandwidth) emission are measured experimentally. The theoretical and experimental results show that there are the optimum gas pressures for different discharge currents. Meanwhile, the optimum gas pressure increases with the discharge current increasing. Moreover, the time to generate the highest 13.5 nm (2% bandwidth) emission should decrease by the increase of the discharge current. All the results should be useful to better understand the plasma condition for the discharge experiments and the EUV source. And it can be used to increase the power of the extreme ultraviolet source as well.

Keywords: extreme ultraviolet source, capillary discharge, magneto-hydrodynamics, Xe plasma

PACS: 52.58.Lq, 52.30.Cv, 52.77.-j

DOI: 10.7498/aps.62.245204

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60838005) and the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2008ZX02501).

† Corresponding author. E-mail: hgdxq@126.com