

不同缓冲气体中 ArF 准分子激光系统 放电特性分析*

王倩¹⁾²⁾³⁾ 赵江山¹⁾²⁾³⁾ 范元媛¹⁾²⁾³⁾⁴⁾ 郭馨¹⁾²⁾ 周翊^{1)2)3)†}

1) (中国科学院微电子研究所, 北京 100094)

2) (北京市准分子激光工程技术中心, 北京 100094)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

4) (应用光学国家重点实验室, 长春 130033)

(2020年1月13日收到; 2020年4月13日收到修改稿)

为深入理解挖掘 ArF 准分子激光系统运转机制, 进而获得 ArF 准分子激光系统设计优化的理论及方向性指导, 文章基于流体模型, 以气体高压放电等离子体深紫外激光辐射过程为主要研究对象, 研究了放电抽运 ArF 准分子激光系统的动力学特性, 分析了不同缓冲气体中, ArF 准分子激光系统极板间电压、电流、光子数密度变化趋势及电子数密度空间分布情况, 讨论了光电离在系统放电过程中的重要作用. 结果表明, Ne 作为缓冲气体时, 电子耗尽层及阴极鞘层宽度更小, 放电更加稳定. 在 Ne 中添加杂质气体 Xe, 可以通过光电离加速放电区域的扩展, 减小电子耗尽层及阴极鞘层的宽度, 降低放电发生的阈值电压, 提高放电稳定性.

关键词: ArF 准分子激光, 流体模型, 电子数密度, 光电离

PACS: 42.55.Lt, 51.50.+v, 52.80.-s

DOI: 10.7498/aps.69.20200087

1 引言

目前, ArF 准分子激光系统是国际半导体光刻机的主流光源^[1-3], 其稳定运转直接影响半导体光刻机的工作效能, 因而对激光系统的整体设计优化就显得非常重要. ArF 准分子激光系统运转主要基于高压气体放电等离子体激发辐射过程, 对放电过程特性的研究是系统设计的核心和根源. 放电过程特性的良好把握对于系统腔体结构设计、电源特性、配气措施等方面的优化改善都将具有极其重要的作用.

1986年, Mieko 和 Minoru^[4]建立了适用于放电抽运的准分子激光器一维流体模型, 对 XeCl 准

分子激光器的理论研究表明, 激光器放电及动力学特性受电子密度影响较大, 而电子密度主要由 Xe 和 HCl 气体的配比决定. 1988年, Shinjin 等^[5]以及 Mieko 和 Minoru^[6]分别从抽运效率、增益系数等方面研究了使用 He, Ne 作为缓冲气体时系统的输出特性, 并指出使用 Ne 代替 He 在能量和效率方面并没有明显优势. 但 Ne 作为缓冲气体时, 由于 Ne 与电子的反应更加复杂, 除了直接的电离、激发反应生成电子外, 还包含了大量的步进电离、二次电离, 释放出自由电子, 系统放电稳定性有所提高. 同时, Ne₂^{*}可辐射出 85 nm 紫外激光, 单光子能量为 14.6 eV. 在工作气体中加入微量的电离能较低的惰性杂质气体, 如 Xe(电离能为 12.1 eV), 会被光子电离, 生成 Xe⁺和自由电子,

* 国家科技重大专项 (批准号: 2013ZX02202) 和应用光学国家重点实验室开放基金 (批准号: SKLAO-201915) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhouyi@aoe.ac.cn

即: $Xe + h\nu \Rightarrow Xe^+ + e$. 这一过程将提升预电离的效果, 使放电更加稳定. 关于不同缓冲气体中粒子数空间分布情况以及光电离在放电过程中的重要作用少有文献报道分析.

我国研究者也开展了诸多高压脉冲放电的研究工作. 2006年, 华中科技大学的 Jiang 和 Yang^[7] 进行了高压辉光放电的理论及实验研究, 分析了高压辉光放电的稳定性问题. 2008年, 大连理工大学的石峰^[8] 进行了高压超短纳秒脉冲气体放电的数值模拟研究, 给出了不同电极间距、脉冲电压幅值下的大气纳秒脉冲放电结果. 2012年, 华中科技大学的杨晨光等^[9] 进行了大气压纳秒脉冲放电等离子体数值模拟与实验研究, 分析比较了不同放电条件下的纳秒脉冲放电特性. 但以上研究工作的重点均在大气压、高压脉冲放电形成等离子特性的描述上, 并未将其与准分子激光输出特性以及稳定性相联系. 2015年, 华中科技大学罗时文等^[10,11] 进行了放电抽运 ArF 准分子激光器的放电动力学仿真计算, 分析了放电参数对激光输出及系统能量利用效率的影响.

本文以 ArF 准分子激光系统及其核心系统运转物理机制——气体高压放电等离子体深紫外激光辐射过程为主要研究对象, 参考国际相关领域通用的模型及算法, 系统分析了使用不同缓冲气体时准分子激光系统的放电特性, 深入探讨了光电离过程的重要作用及其对系统稳定性的影响.

2 理论模型

光刻用 ArF 准分子激光系统常规工作气压约为 2—5 bar (1 bar = 10^5 Pa), 通过高压放电激励, 建立等离子体运转模式, 最终实现了深紫外波段 (中心波长为 193 nm) 的激光辐射. 本文采用适用于高压气体放电系统的流体模型进行计算^[12,13]. 流体模型将放电等离子体系统中的粒子作为流体来处理, 既考虑了场的自治问题, 又考虑了带电粒子的非平衡问题, 能够反映出等离子体的主要宏观性质. 图 1 为一维流体模型计算流程.

图 2 为 ArF 准分子激光系统放电电路. 本文使用的等效放电电路与 Akashi 等^[14] 的相似, 由电容 C_1 , C_2 , 电感 L_1 , L_2 和开关 S 组成. 该放电电路实际上包括了磁压缩脉冲放电电路的最后一级磁压缩电路和放电腔放电电路. 电感 L_1 约为 600 nH,

电感 L_2 约为 20 nH, 电容 C_1 约为 10 nF, C_2 约为 1.5 nF, R_1 约为 1 Ω . L_1 为末级磁开关压缩回路的磁开关饱和电感与回路电感和, L_2 为放电腔内放电电路的回路电感, C_1 为末级磁开关的储能电容, C_2 为峰化电容. 开关 S_1 闭合前, 能量由抽运电源转移到电容 C_1 中, 开关 S_1 闭合后 (磁开关饱和后), C_1 中的能量经回路 LC 振荡转移到峰化电容 C_2 中, C_2 中的能量经电极放电注入工作气体. 激光谐振腔输出耦合镜反射率约为 4%. 不同缓冲气体系统中, 计算过程中考虑的等离子形成过程如表 1 和表 2 所示.

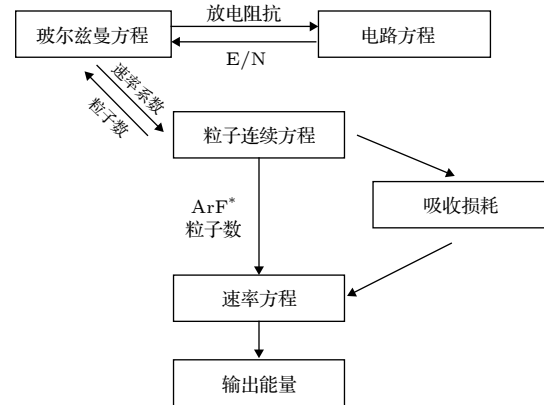


图 1 准分子动力学仿真计算流程

Fig. 1. Simulation process of discharge dynamics of excimer.

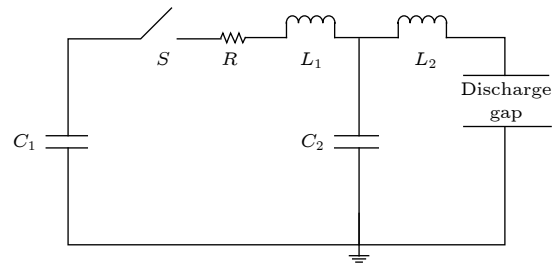


图 2 放电电路

Fig. 2. Discharge circuit.

ArF* 的生成及受激辐射是激光输出的主要过程, 在两种缓冲气体中, ArF* 均主要通过三条化学反应通道生成, 即

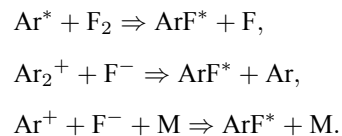


表 1 和表 2 加粗的反应过程为主要化学反应通道.

表 1 ArF 准分子激光器等离子反应过程 (He 作为缓冲气体)
Table 1. Plasma reaction process of ArF excimer laser system (He is the buffer gas).

反应类型	反应过程	反应系数	参考文献
电子碰撞反应	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^{\text{ex}} + e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^* + e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{Ar}^* + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{F}_2 + e \rightarrow \text{F}^- + \text{F}$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{He} + e \rightarrow \text{He}^+ + 2e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{He} + e \rightarrow \text{He}^{\text{ex}} + e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{He} + e \rightarrow \text{He}^* + e$	计算玻尔兹曼方程得到	
中性粒子反应	$\text{Ar}^+ + 2 \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{Ar}$	$2.5 \times 10^{-31} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
	$\text{Ar}^+ + \text{F}^- \rightarrow \text{ArF}^*$	$1 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
	$\text{Ar}_2^+ + \text{F}^- \rightarrow \text{ArF}^* + \text{Ar}$	$1 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
	$\text{Ar}^{\text{ex}} \rightarrow \text{Ar} + h\gamma'$	1.0 ns	[15]
	$\text{Ar}^* + \text{F}_2 \rightarrow \text{ArF}^* + \text{F}$	$8 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
受激辐射	$\text{ArF}^* \rightarrow \text{Ar} + \text{F} + h\gamma$	42 ns	[15]
光电离	$\text{ArF}^* + h\gamma \rightarrow \text{ArF} + 2h\gamma$	$4 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
	$h\gamma + \text{F}^- \rightarrow \text{F} + e$	$1 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$	[15]
	$\text{Ar}^{\text{ex}} + h\gamma \rightarrow \text{Ar}^+ + e$	$1 \times 10^{-18} \text{ cm}^3$	[15]

表 2 ArF 准分子激光器等离子反应过程 (Ne 作为缓冲气体)
Table 2. Plasma reaction process of ArF excimer laser system (Ne is buffer gas).

反应类型	反应过程	反应系数	参考文献
电子碰撞反应	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^{\text{ex}} + e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^* + e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{Ar}^* + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{F}_2 + e \rightarrow \text{F}^- + \text{F}$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{Ne}^* + e \rightarrow \text{Ne}^+ + 2e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{Ne} + e \rightarrow \text{Ne}^+ + 2e$	计算玻尔兹曼方程得到	
	$\text{Ne} + e \rightarrow \text{Ne}^* + e$	计算玻尔兹曼方程得到	
中性粒子反应	$\text{Ne}_2^* + e \rightarrow 2e + \text{Ne}_2^+$	$(9.75 \times 10^{-9}) \times (\text{abs}(\text{Te}))^{0.71} \times \exp(-3.4/\text{abs}(\text{Te}))$	[16]
	$\text{Ne}_2^+ + e \rightarrow \text{Ne}^* + \text{Ne}$	$(3.7 \times 10^{-8}) \times (\text{abs}(\text{Te}))^{-0.43}$	[16]
	$\text{Ar}^+ + 2\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{Ar}$	$2.5 \times 10^{-31} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
	$\text{Ar}^+ + \text{F}^- \rightarrow \text{ArF}^*$	$1 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
	$\text{Ar}_2^+ + \text{F}^- \rightarrow \text{ArF}^* + \text{Ar}$	$1 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
	$\text{Ar}^{\text{ex}} \rightarrow \text{Ar} + h\gamma'$	1.0 ns	[15]
	$\text{Ar}^* + \text{F}_2 \rightarrow \text{ArF}^* + \text{F}$	$8 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
	$2\text{Ne}^* \rightarrow \text{Ne}^+ + \text{Ne} + e$	$5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[17]
	$\text{Ne}^+ + 2\text{Ne} \rightarrow \text{Ne}_2^+ + \text{Ne}$	$4.4 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$	[17]
	$\text{Ne}^* + \text{Ne} + \text{Ne} \rightarrow \text{Ne}_2^* + \text{Ne}$	$4 \times 10^{-34} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$	[17]
	$\text{Ar} + \text{ArF}^* \rightarrow 2\text{Ar} + \text{F}$	$9 \text{ e} \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
$\text{Ne} + \text{ArF}^* \rightarrow \text{Ar} + \text{Ne} + \text{F}$	$1 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[17]	
受激辐射	$\text{F}_2 + \text{ArF}^* \rightarrow \text{Ar} + 3\text{F}$	$1.9 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
光电离	$\text{ArF}^* + h\gamma \rightarrow \text{ArF} + 2h\gamma$	$4 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
	$h\gamma + \text{F}^- \rightarrow \text{F} + e$	$1 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$	[15]
	$\text{Ar}^{\text{ex}} + h\gamma \rightarrow \text{Ar}^+ + e$	$1 \times 10^{-18} \text{ cm}^3$	[15]
	$\text{Xe} + h\gamma' \rightarrow \text{Xe}^+ + e$	阈值为 12.1 eV, 截面为 $1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	[18]

3 放电过程分析

本文考虑的准分子激光系统为放电抽运激光系统, 电能通过电极注入工作气体. 工作气体电离产生自由电子, 自由电子在电场作用下发生雪崩效应, 引发放电. 为了抑制弧光及流注放电通道形成, 提高放电稳定性, 需要通过预电离使极板间具有一定的自由电子 ($1 \times 10^6 - 1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$), 电子间距与电子雪崩形成时的球状半径大致相等 [17,19]. 经预电离后, 极板间存在可自由移动的电子. F_2 迅速与电子结合形成 F^- , 随后工作气体通过离化、激发等反应形成 Ar^* , Ar^+ , Ar_2^+ 等粒子, 工作气体在强电场作用下被击穿, 带电粒子迁移形成电流. ArF^* 经受激辐射释放出光子, 光子形成后在激光腔内反复振荡, 增益放大, 最终形成激光输出.

基于上述理论模型和相关参数设置, 在不同缓冲气体系统, 放电过程中极板间电压、电流及光子数密度随时间演化规律如图 3 和图 4 所示. 图 3 为 He 作为缓冲气体时极板间电压、电流及光子数密度变化图, 以 He 为缓冲气体时, $\text{F}_2/\text{Ar}/\text{He}$ 混合工作气体的比例约为 1:33:383; 图 4 为 Ne 作为缓冲气体时极板间电压、电流及光子数密度变化图, 以 Ne 作为缓冲气体时, $\text{F}_2/\text{Ar}/\text{Ne}$ 混合工作气体的比例约为 1:25:974. 从图 4 中可以看出, He 作为缓冲气体时, 从 45 ns 左右开始, 工作气体被击穿, 极板间电流开始上升 (图 3 中绿线标示). 极板间电压值达到最大值时 (图 3 中蓝线标示), 电流值

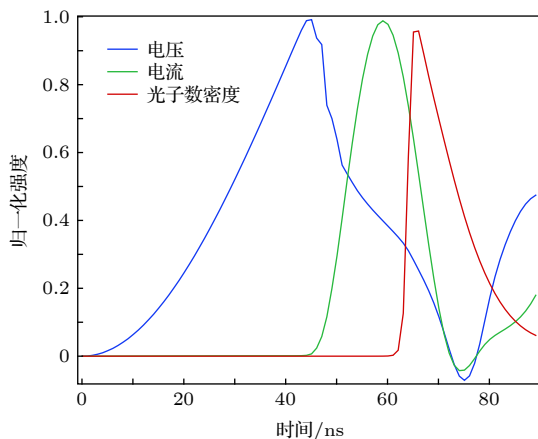


图 3 极板间电压、电流及光子数密度随时间变化图 (He 为缓冲气体)

Fig. 3. Waveforms of discharge voltage, current, and photon number density (He is the buffer gas).

开始呈指数上升, 达到最大时, 光子数密度开始呈指数上升 (图 3 中红线标示). 约 90 ns 时, 光子数回落至初始状态, 一个光脉冲输出结束. Ne 作为缓冲气体时, 放电周期约为 120 ns, 与 He 作为缓冲气体时相比 (放电周期 90 ns), 放电周期延长了 30 ns. Ne 作为缓冲气体时, 光脉冲长度为 25 ns, 与 He 作为缓冲气体相比 (光脉冲长度为 15 ns), 光脉冲长度延长了 10 ns. 放电周期及光脉冲的延长有利于降低能量密度, 延长光学元件寿命. 另外, Ne 作为缓冲气体时, 后期电压、电流振荡现象不明显; 而作为缓冲气体时, 系统放电稳定性较好.

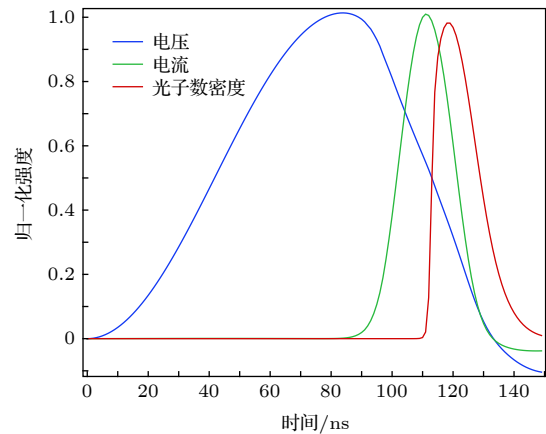


图 4 极板间电压、电流及光子数密度随时间变化图 (Ne 为缓冲气体)

Fig. 4. Waveforms of discharge voltage, current, and photon number density (Ne is the buffer gas).

3.1 不同缓冲气体中阴极附近电子数密度空间的分布情况

F_2 与电子反应为附着反应, 无能量损失, 且速度快, 因此, 预电离产生的自由电子会在放电初始时刻被 F_2 快速吸附, 形成 F^- 和 F . 电子被吸附, 预电离效果减弱, 阴极表面形成电子耗尽层, 放电不稳定因素增加. 观察电流值达到峰值时, 自由电子分布情况 (图 5). He 作为缓冲气体时, 电子耗尽层宽度约为 $15 \mu\text{m}$, 电子鞘层宽度为 $20 \mu\text{m}$; Ne 作为缓冲气体时, 电子耗尽层宽度为 $7 \mu\text{m}$, 阴极鞘层宽度为 $11 \mu\text{m}$. 对比 Ne^+ , Ne^* 与 He^+ , He^* 数密度变化曲线图 (图 6) 可知, Ne^+ , Ne^* 的数密度比 He^+ , He^* 高一个数量级. 这是由于 Ne 激发能量阈值低, 激发生成的 Ne^* 又可以被电离生成 Ne^+ 和自由电子, 这在一定程度上补充了阴极附近的自由电子, 使阴极附近的电子耗尽层宽度减小, 鞘层电子数密度梯度减小, 放电稳定性提升.

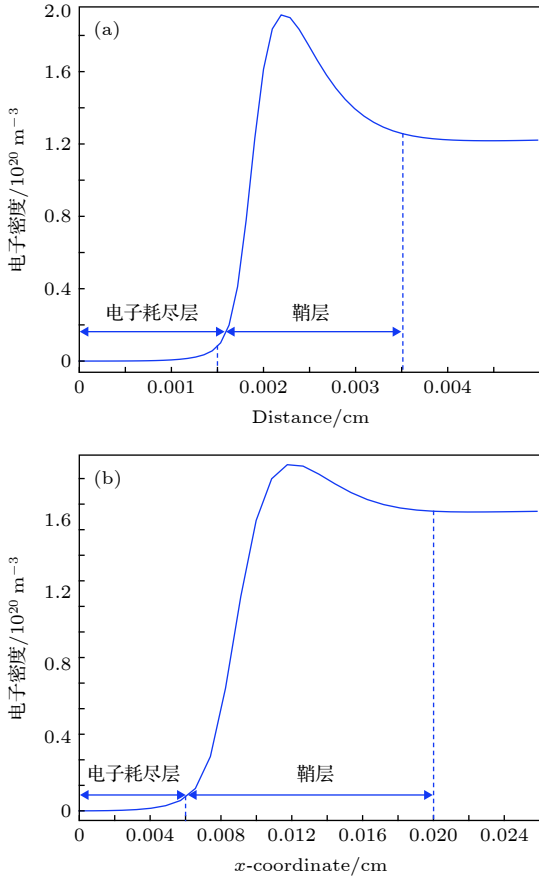


图 5 电子数密度空间分布 (a) He 作为缓冲气体; (b) Ne 作为缓冲气体

Fig. 5. Electron number density spatial distribution: (a) He as the buffer gas; (b) Ne as the buffer gas.

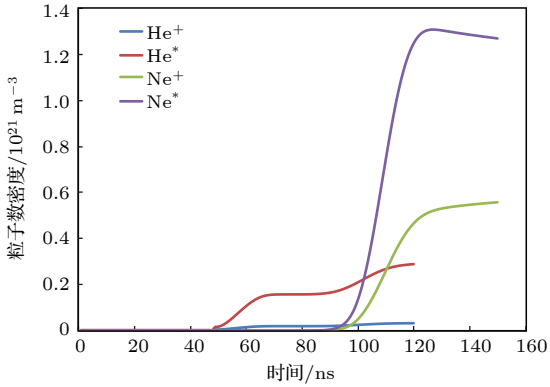
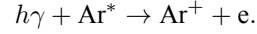
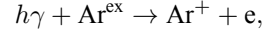
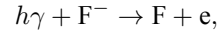


图 6 Ne^+ , Ne^* , He^+ , He^* 数密度变化图

Fig. 6. Waveforms of Ne^+ , Ne^* , He^+ , He^* number density.

3.2 不同缓冲气体中的光电离作用

ArF 准分子激光系统输出激光中心波长为 193.368 nm, 单光子能量为 6.4 eV. Ar^{ex} , Ar^* , F 电离的能量阈值分别为 3.57, 4.21, 4.32 eV, 因此, 光子与上述粒子碰撞后可以使其电离, 具体反应如下:



He 作为缓冲气体时, 光电离的主要反应物为 193 nm 光子及激发态粒子. 反应物均在工作气体击穿放电之后大量生成, 因此, 基于 193 nm 光子的光电离无法对放电初始阶段产生影响. 图 7 为距阴极 0.2 cm 处的电子数密度变化情况, 是在光电离存在的情况下, 当电子数密度下降速率变小, 光脉冲输出结束时, 电子数密度高于无光电离的情况. 光脉冲输出后期, 较高的电子密度有助于维持放电稳定, 提高激光脉冲宽度.

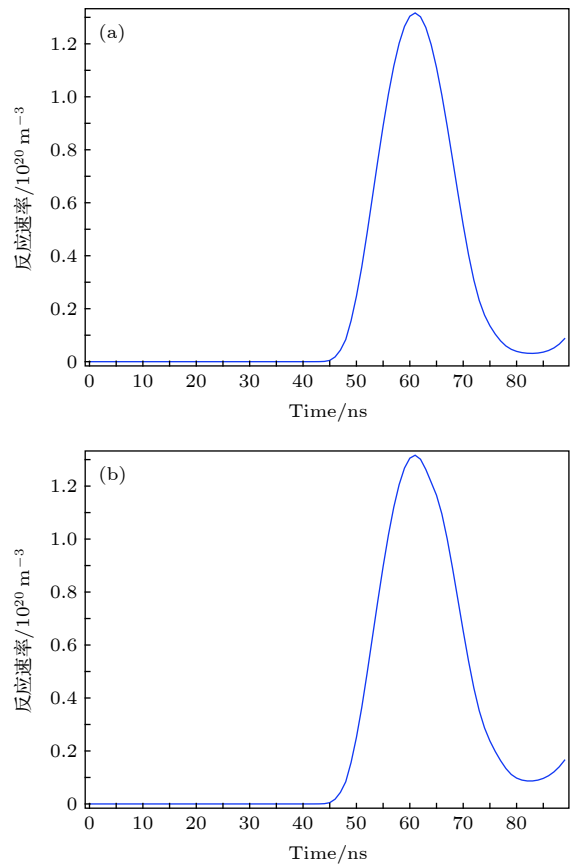


图 7 距离阴极 0.2 cm 处, 电子数密度随时间分布 (a) 不考虑光电离; (b) 考虑光电离

Fig. 7. Waveforms of electron number density at 0.2 cm from cathode: (a) Considering photoionization; (b) without photoionization.

Ne 作为缓冲气体时, Ne 与电子反应生成的 Ne^* 能够迅速与电子继续反应, 生成 Ne_2^* , Ne_2^* 可辐射出 85 nm 紫外激光, 单光子能量为 14.6 eV. 在工作气体中加入微量的电离能较低的惰性杂质气体, 如 Xe (电离能为 12.1 eV) 会被 85 nm 光子

电离, 生成 Xe^+ 和自由电子, 即 $Xe + h\nu \Rightarrow Xe^+ + e$. Xe 被光子电离, 使工作气体中自由电子数增加, 而这一过程可以在放电初始阶段发生. 85 nm 紫外激光可以接近于透明地穿过等离子体和气体, 于是光子分布的扩展速度会远远高于电子扩展速度, 并在更远的距离上导致光电离, 从而导致放电区域更快地扩散和混合; 同样, 光子可以进入通常电子无法到达的区域, 并在这些区域通过光电离导致种子电子生成. 这样, 光电离过程的引入, 会加快放电区域的扩展, 降低放电发生的阈值电压. 添加 Xe 后, 极板间放电电压、电流及光子数密度变化情况如图 8 所示. 从图 8 可以看出, 与未添加 Xe 相比, 添加惰性气体杂质后放电时间提前了 20 ns, 放电时极板间电压从 2.6 kV 下降到 2.2 kV, 放电电流从 4.5 kA 上升到 9 kA, 光子数密度峰值从 $3.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 提高到 $7 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. 由此可见, 在工作气体中添加惰性气体杂质有助于放电稳定, 能极大提升激光输出效率. 图 9 为添加 Xe 后, 电流密度最大时电子数密度的空间分布情况. 添加 Xe 后, 阴极附近的电子耗尽层及鞘层宽度进一步减小, 耗尽层宽度为 5 μm , 鞘层宽度为 10 μm . 电子耗尽层宽度的减小使放电稳定性得到进一步提升.

逐步增加杂质气体 Xe 的含量, 光子数密度变化情况如图 10 所示. 在一定范围内, 光子数密度随 Xe 含量的增加而增加, 放电时间逐步提前, 但当 Xe 含量达到 8×10^{-6} 时, 光子数密度不再增加, 达到饱和状态.

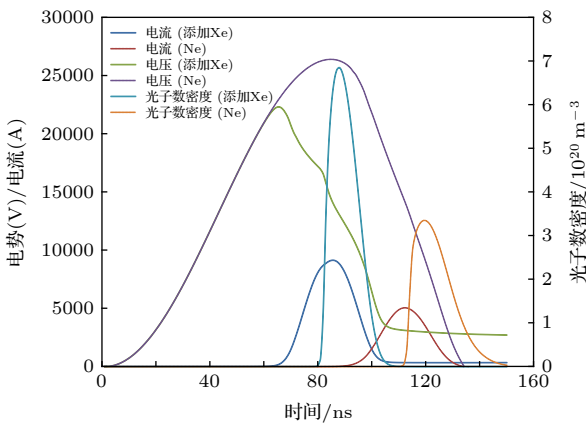


图 8 添加 Xe 与不添加 Xe 极板间电流、电压及光子数密度变化图

Fig. 8. Waveforms of discharge voltage, current, and photon number density with and without Xe .

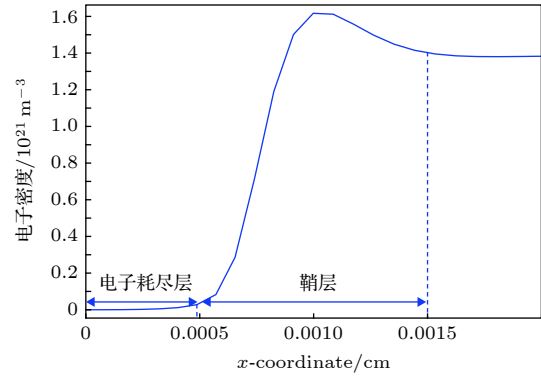


图 9 添加 Xe 后电子数密度空间分布

Fig. 9. Waveforms of electron number density spatial distribution with Xe .

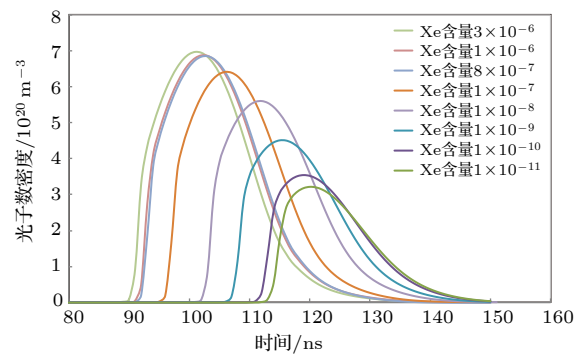


图 10 不同 Xe 含量光子数密度分布情况

Fig. 10. Waveforms of photon number density with different Xe ratios.

4 结论

本文通过流体模型对 ArF 准分子激光系统放电过程进行了仿真模拟, 研究了不同缓冲气体中极板间电压、电流、光子数密度变化情况以及电子数密度空间分布情况, 探讨了光电离在放电过程中的重要作用. 仿真结果表明, 使用 Ne 作为缓冲气体时, 尽管在能量和效率上没有明显优势, 但其电子耗尽层和阴极鞘层宽度小, 放电稳定性好. 添加微量杂质气体后, 可通过光电离进一步减小电子耗尽层及鞘层的宽度, 降低放电电压阈值, 提升激光输出效率.

准分子激光器的放电-激光辐射过程非常复杂, 受到多种因素的影响, 本文仅围绕缓冲气体、光电离过程两个方面进行了分析研究. 后续研发工作中将更进一步开展准分子激光系统放电机理的研究, 将仿真模型从一维扩展到二维, 综合多物理因素耦合对准分子放电系统的影响.

参考文献

- [1] Vladimir F, Slava R, Robert B, Hong Y, Kevin O, Robert J, Fedor T, Efrain F, Theodore C, Daniel B, William P 2008 *Proc. SPIE* **6924** 69241R
- [2] Hiroataka M, Takahito K, Hiroaki T, Akihiko K, Takeshi O, Takashi M, Hakaru M 2016 *Proc. SPIE* **7980** 79801I
- [3] Hiroataka M, Hiroshi F, Keisuke I, Hiroaki T, Akihiko K, Hiroshi T, Takeshi O, Satoru B, Takashi S, Hakaru M 2018 *Proc. SPIE* **10587** 1058710
- [4] Mieko O, Minoru O 1986 *J. Appl. Phys.* **59** 32
- [5] Shinji N, Hideo F, Yoshiyuki U, Jun Y, Akihiro K, Toshio G 1995 *J. Appl. Phys.* **77** 2906
- [6] Mieko O, Minoru O 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 1306
- [7] Jiang C, Wang Y Q 2006 *Plasma Sci. Technol.* **8** 185
- [8] Shi F 2008 *M. S. Dissertation* (Da Lian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [石锋 2008 硕士学位论文(大连: 大连理工大学)]
- [9] Yang C G, Duan L, Xu Y Y, Wang X B, Zuo D L 2012 *Phys. Plasma.* **19** 093510
- [10] Luo S W, Zuo D L, Wang X B 2015 *High Power Laser and Particle Beams* **27** 081006 (in Chinese) [罗时文, 左都罗, 王新兵 2015 强激光与粒子束 **27** 081006]
- [11] Wang Q, Zhao J S, Luo S W, Zuo D L, Zhou Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 214205 (in Chinese) [王倩, 赵江山, 罗时文, 左都罗, 周翊 2016 物理学报 **65** 214205]
- [12] Thomas H J, Louis J P, Allen M H 1979 *IEEE J. Quantum Electron.* **15** 289
- [13] Kulikovskiy A A 1994 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** 2556
- [14] Akashi H, Sakai Y, Tagashira H 1994 *J. Phys D: Appl Phys.* **27** 1097
- [15] Akashi H, Sakai Y, Tagashira H 1995 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 445
- [16] Rauf S, Kushner M J 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 3460
- [17] Razhev A M, Shchedrin A M, Kalyuzhnaya A G, Zhupikov A A 2005 *Quantum Electron.* **35** 799
- [18] Xiong Z, Kushner M J 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 083304
- [19] Levatter J I, Lin S C 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 210

Analysis of ArF excimer laser system discharge characteristics in different buffer gases*

Wang Qian¹⁾²⁾³⁾ Zhao Jiang-Shan¹⁾²⁾³⁾ Fan Yuan-Yuan¹⁾²⁾³⁾⁴⁾
Guo Xin¹⁾²⁾ Zhou Yi^{1)2)3)†}

1) (*Institute of Microelectronics of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China*)

2) (*Beijing Excimer Laser Technology and Engineering Center, Beijing 100094, China*)

3) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

4) (*State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun 130033, China*)

(Received 13 January 2020; revised manuscript received 13 April 2020)

Abstract

Excimer laser is the current mainstream source of international semiconductor lithography. The stable operation of the laser system directly affects the working efficiency of the semiconductor lithography machine, so it is very important to optimize the laser system. The buffer gas commonly used in ArF excimer laser systems is He, Ne. In the early years, Shinjin Nagai and Mieko Ohwa have studied the output characteristics of the system when using He or Ne as a buffer gas from the aspect of pump efficiency and gain coefficient, and pointed out that using Ne instead of He has no obvious advantages in terms of efficiency. However, when Ne is used as the buffer gas, the reaction between Ne and electrons is more complicated. In addition to direct ionization and excitation reactions, it also contains a large amount of step ionization and secondary ionization, which releases free electrons. The stability of the system is improved, when Ne is used as the buffer gas. The ArF excimer laser system discharge characteristics in different buffer gases are analyzed based on fluid model in the paper. The role of photoionization is discussed. The simulation results show that the width of the electron depletion layer and the cathode sheath are both smaller, and the discharge stability is higher when Ne is used as the buffer gas. The expansion of the discharge region is accelerated and the threshold voltage of the discharge is reduced by adding Xe into Ne to trigger photoionization. The excimer laser discharge process is very complicated and is affected by many factors. Only two factors of the buffer gas and the photoionization process are studied in this paper. The simulation model will be extended from one-dimensional case to two-dimensional case in the future, and multiple physical factors of the ArF excimer laser system will be considered.

Keywords: ArF excimer laser, fluid model, electron density, photoionization

PACS: 42.55.Lt, 51.50.+v, 52.80.-s

DOI: 10.7498/aps.69.20200087

* Project supported by the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2013ZX02202) and the Grant from the State Key Laboratory of Applied Optics, China (Grant No. SKLAO-201915).

† Corresponding author. E-mail: zhouyi@aoe.ac.cn