

类氩氩 46.9 nm 和 69.8 nm 双波长激光最佳参数研究*

江水森¹⁾³⁾⁴⁾⁵⁾ 丁宇洁²⁾ 崔怀愈²⁾ 赵东迪²⁾ 赵永蓬^{2)†}

1) (泉州师范学院光子技术研究院, 泉州 362000)

2) (哈尔滨工业大学, 激光空间信息全国重点实验室, 哈尔滨 150080)

3) (泉州师范学院, 福建省先进微纳光子技术与器件重点实验室, 泉州 362000)

4) (泉州师范学院, 福建省超精密光学工程技术与应用协同创新中心, 泉州 362000)

5) (泉州师范学院, 智能光纤传感与检测技术福建省高校工程研究中心, 泉州 362000)

(2025 年 9 月 18 日收到; 2025 年 10 月 31 日收到修改稿)

采用毛细管放电抽运方案, 获得了类氩氩 (Ar^{8+}) 离子 46.9 nm 和 69.8 nm 双波长激光输出. 在此基础上, 研究了初始氩气气压和主脉冲电流幅值对 46.9 nm 和 69.8 nm 激光强度的影响规律. 实验结果表明, 每个主脉冲电流条件下, 都存在最佳的初始气压值, 且 69.8 nm 激光的最佳气压值低于 46.9 nm 激光的最佳气压值. 根据最佳气压时的激光强度随主脉冲电流幅值的变化曲线, 46.9 nm 和 69.8 nm 激光的最佳电流值分别为 10.9 kA 和 14.5 kA. 当主脉冲电流幅值为 14.5 kA, 初始气压为 18.5 Pa 时, 可获得 46.9 nm 和 69.8 nm 均较强的双波长激光.

关键词: 极紫外激光, 毛细管放电, 类氩氩, 46.9 nm, 69.8 nm**DOI:** 10.7498/aps.75.20251288**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251288

1 引言

由于在激光成像^[1]、激光同位素分离^[2]、干涉测量^[2]、光学频率混频^[2]和高精度痕量气体光谱学^[3]等领域双波长激光有广泛的应用前景, 因此目前已经在固体激光器^[2]、光纤激光器^[4]和量子级联激光器^[3]中开展了可见光、红外等波段的双波长激光的深入研究. 将双波长激光拓展至极紫外波段, 有利于推动高分辨率成像、极紫外非线性光学、高密度等离子体诊断等领域的发展. 对于极紫外波段的激光, 需要以等离子体为增益介质, 采用高价离子的能级跃迁实现受激辐射光放大. 由于获得不同波长的激光所需的等离子体状态不尽相同, 因此控制等

离子体状态使其同时满足产生两个波长激光的要求, 是获得极紫外波段双波长激光的主要难点. 等离子体的产生主要有高能激光作用于固体靶、飞秒激光作用于气体靶和对毛细管内气体放电三种方案. 与激光产生等离子体方案相比, 毛细管放电方案具有能量转换效率高、增益体积大、增益介质轴对称性好、装置小型化、建造和运转费用低等诸多优点, 使其产生的 46.9 nm 极紫外激光在微纳结构加工、物质成分检测、高分辨成像等领域得到了广泛的应用^[5].

1994 年, Rocca 等^[6]采用毛细管放电方案采用类氩氩 (Ar^{8+}) 的 $3p\ ^1S_0-3s\ ^1P_1$ 能级跃迁, 实现了 46.9 nm 激光输出. 此后国际上各研究组针对 46.9 nm 激光的研究取得了一系列重要进展. 激光

* 国家自然科学基金 (批准号: 61275139, 61875045) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaoy3@hit.edu.cn

能量由 1999 年的 1 mJ^[7] 提高至 1.5 mJ^[8,9]; 激光光斑由发散角为 3—5 mrad 的环形结构^[6-8], 改善为发散角仅有 0.6 mrad 的近高斯型分布^[10]; 实现了 46.9 nm 激光的双程放大^[11] 和多程放大^[12]; 主脉冲放电电压由几百千伏降低至 35—45 kV^[13,14], 有利于激光器的进一步小型化.

在产生 46.9 nm 激光的最佳实验参数方面, 各研究组主要研究了主脉冲电流幅值和毛细管内初始气压对 46.9 nm 激光强度的影响^[15-18]. 各研究组的实验结果均表明, 在保持电流不变时, 随着初始气压增加, 激光光强先增加后减少, 存在最佳的气压值. 随着主脉冲电流的增加, 最佳气压值向高压方向移动, 产生激光的气压范围变宽. 值得注意的是, 在以上研究中由于研究人员一般仅采用 3 个电流幅值开展研究, 因而尚未能获得最佳的电流幅值.

理论计算表明, 类氩离子存在多个子能级, 有望获得除 46.9 nm 之外的其他波长激光, 其中对应于 $3p\ ^3P_2-3s\ ^1P_1$ 能级跃迁的 69.8 nm 激光增益系数仅次于 46.9 nm 激光, 最有希望获得激光输出^[19]. 该激光与 46.9 nm 激光具有不同的激光上能级, 但共用相同的激光下能级. Rocca 等于 1994 年采用毛细管放电方案测量到了微弱的 69.8 nm 谱线^[6], 并于 1995 年测量到 69.8 nm 谱线强度随增益介质长度的非线性增长^[20], 但该谱线强度弱于相邻的荧光谱线, 因此尚未获得激光输出. 1996 年 Hildebrand 等^[21] 采用毛细管放电方案也获得了 69.8 nm 谱线强度随增益介质长度的非线性增长, 并测量其增益系数为 $0.25\ \text{cm}^{-1}$, 但该谱线强度也弱于相邻的荧光谱线, 因此也未获得激光输出. 根据 Kim 等^[19] 的理论计算结果, 产生 69.8 nm 激光对等离子体状态的要求比 46.9 nm 激光更为苛刻, 这导致采用毛细管放电方案实现该激光变得非常困难. Zhao 等^[22] 通过调整主脉冲电流参数和减小初始气压的方式适当减小产生激光时的等离子体中的电子密度, 于 2011 年获得了 69.8 nm 激光输出. 在此基础上对该激光的空间特性^[23]、增益特性^[24] 进行了深入研究, 并获得了该激光的增益饱和^[25] 和双程放大^[25,26]. 至今未见其他研究组报道获得了该激光输出. 由于 46.9 nm 激光和 69.8 nm 激光对应类氩离子的不同子能级, 因此适当控制实验参数, 能够获得 46.9 nm 和 69.8 nm 双波长激光输出^[25,27]. 在产生 69.8 nm 激光的最佳实验参数方面, 仅研究了毛细管内初始气压对激光强度的影

响^[27], 其影响规律与 46.9 nm 激光相似, 也存在最佳的气压值.

针对各研究组实验上尚未获得 46.9 nm 和 69.8 nm 激光最佳电流幅值的研究现状, 本文在获得 46.9 nm 和 69.8 nm 双波长激光的基础上, 实验研究了初始气压和主脉冲电流幅值对 46.9 nm 和 69.8 nm 激光光强的影响规律, 获得了最佳实验参数. 本文的实验结果, 不仅有助于推动 46.9 nm 和 69.8 nm 双波长激光的应用, 同时有助于其他研究组根据本文 46.9 nm 和 69.8 nm 激光的实验参数差别, 在各自装置上采用不同的电参数获得 69.8 nm 激光. 此外, 在实现 69.8 nm 激光研究中掌握的等离子体状态精确控制技术, 将有利于推动采用毛细管放电方案获得类镍氩和类钡氩等其他波长激光输出, 拓展毛细管放电方案的激光波长.

2 实验装置与实验结果

2.1 实验装置

本文所用的哈尔滨工业大学毛细管放电电极紫外激光实验装置已在文献^[28] 中给予了介绍, 毛细管的材质为 Al_2O_3 陶瓷, 其内径为 3.2 mm、长度为 35 cm. 首先在毛细管内充入氩气, 然后预脉冲电源产生幅值 20 kV 的脉冲高压击穿氩气形成初始等离子体. 初始等离子体形成后, 经过 5 μs 的延时后主脉冲电流到来, 对初始等离子体 Z 箍缩. 当初始等离子体被箍缩到轴心附近时, 可以获得类氩离子丰度很高的高温高密度等离子体, 利用类氩离子能级跃迁, 获得 46.9 nm 和 69.8 nm 激光输出. 其中主脉冲电源采用 Marx 发生器产生 200—300 kV 的脉冲高压, 经 Blumlein 传输线对电脉冲宽度压缩后, 对毛细管内初始等离子体放电产生主脉冲电流. 实验中所用的典型主脉冲电流波形如图 1 所示, 其电流幅值为 13.2 kA, 10%—90% 上升沿为 35 ns、半周期为 128 ns. 实验中, 通过改变 Marx 发生器中电容的充电电压、火花隙开关的导通电压、Blumlein 传输线中去离子水的电导率等方式, 使主脉冲电流幅值在 8.4—15.8 kA 内变化. 采用 McPherson 248/310 极紫外谱仪测量等离子体辐射积分光谱, 该谱仪配有 Andor Do420-BN-995 型 X 射线 CCD, 测谱范围 10—100 nm. 为了同时测量 46.9 nm 和 69.8 nm 激光谱线, 将谱仪的中心波长设定为 65 nm.

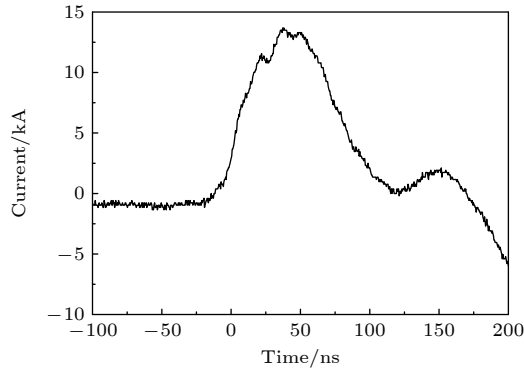


图 1 典型的主脉冲电流波形

Fig. 1. Typical current waveform of main pulse.

2.2 实验结果

当主脉冲电流幅值为 14.5 kA、氙气的初始气压为 19.2 Pa 时, 测得的等离子体辐射时间积分光谱如图 2 所示. 从图 2 可以看出, 在 45 和 90 nm 之间, 观察到很强的 46.9 nm 和 69.8 nm 谱线, 表明实验上获得了双波长激光输出. 由于实验中采用的是罗兰圆谱仪, 中心波长设置为 65 nm, 因此 CCD 探测器上呈现的 46.9 nm 和 69.8 nm 谱线都有所展宽, 其中 46.9 nm 谱线离中心波长更远, 其展宽更严重.

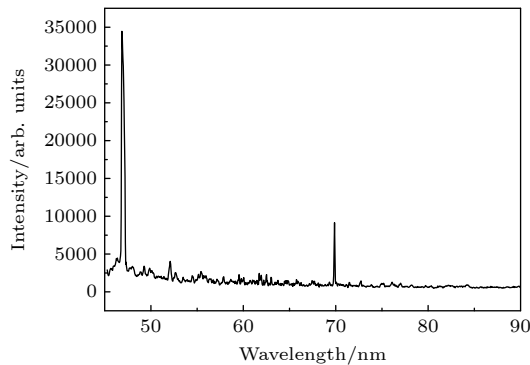


图 2 等离子体辐射的时间积分光谱

Fig. 2. Time-integrated spectrum of plasma emission.

为了获得 46.9 nm 和 69.8 nm 双波长激光的最佳实验参数, 改变主脉冲电流幅值和初始气压, 测量了实验参数对激光谱线强度的影响规律. 根据文献 [15–18] 的实验结果, 随着主脉冲电流的增加, 46.9 nm 的激光强度呈增加趋势. 由于实验上改变电流幅值有较大的难度, 文献中一般仅给出三个电流幅值的实验数据, 因此并未获得最佳的电流值. 为了弥补文献中实验的不足, 本文采用改变 Marx 发生器电容充电电压、改变火花隙开关导通电压、

改变 Blumlein 传输线中去离子水电导率、改变放电负载等方式, 获得了 7 个主脉冲电流幅值. 在主脉冲电流幅值分别为 8.4, 9.4, 10.9, 12.1, 13.2, 14.5 和 15.8 kA 的条件下, 改变初始气压测量了激光强度的变化情况, 其典型实验结果如图 3 所示. 从图 3 可以看出, 当电流幅值一定时, 随着初始气压的增加 46.9 nm 和 69.8 nm 激光强度均呈现先增加后减少的情况, 存在最佳气压值. 该变化规律与文献 [15–18,27] 报道的规律一致. 从图 3(a) 可以看出,

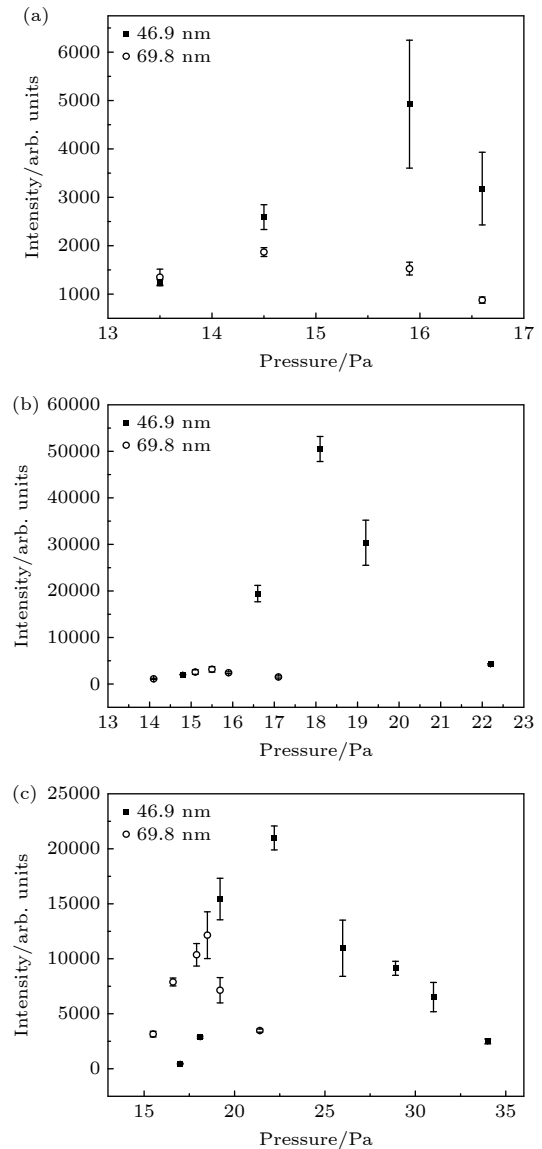


图 3 不同主脉冲电流幅值时激光强度随初始气压的变化 (a) 主脉冲电流幅值为 8.4 kA; (b) 主脉冲电流幅值为 10.9 kA; (c) 主脉冲电流幅值为 14.5 kA

Fig. 3. Laser intensity versus initial pressure with different amplitude of main pulse current: (a) The amplitude of main pulse current is 8.4 kA; (b) the amplitude of main pulse current is 10.9 kA; (c) the amplitude of main pulse current is 14.5 kA.

表 1 不同电流下可以获得激光输出的气压范围

Table 1. Pressure ranges at which laser output can be obtained with different currents.

Pressure range/Pa	Current/kA						
	8.4	9.4	10.9	12.1	13.2	14.5	15.8
46.9 nm laser	13.5—16.6	14—17.5	14—23	16—24	17—26	16—34	15—40
69.8 nm laser	13.5—16.6	13—17	14—17.5	14—18.5	14—21	15.5—21.5	17—21

当主脉冲电流幅值较低时, 46.9 nm 和 69.8 nm 激光强度均较弱且产生这两个波长激光的气压范围基本相同, 其中 46.9 nm 激光的最佳气压为 15.9 Pa 略高于 69.8 nm 激光的最佳气压 14.5 Pa. 产生激光强度较弱主要与主脉冲电流幅值较小有关, 当主脉冲电流较小时, 注入到等离子体中的能量较小, 导致产生激光的能量也较小. 此外, 当主脉冲电流幅值较小时, 其产生的指向轴心的洛伦兹力较小, 只能对初始气压较低的等离子体产生有效的 Z 箍缩. 当主脉冲电流幅值增加至 10.9 kA 时, 如图 3(b) 所示, 69.8 nm 激光强度最大值增长了 1.7 倍, 而 46.9 nm 激光强度最大值却增加了 10.3 倍. 此时 69.8 nm 激光的最佳气压为 15.5 Pa, 46.9 nm 激光的最佳气压为 18.1 Pa, 显然随着电流的增加 46.9 nm 激光的最佳气压向高压方向的移动更为明显. 当电流增加至 14.5 kA 时, 如图 3(c) 所示, 69.8 nm 激光强度明显增强, 最佳气压增加至 18.5 Pa. 与图 3(b) 相比, 46.9 nm 激光的最佳气压增加至 22.2 Pa, 而激光强度却有所下降.

从图 3 可以看出, 随着电流的增加, 不仅最佳气压值在增加, 可以获得激光输出的气压范围也在发生变化. 为了便于比较, 将不同电流时能够产生 46.9 nm 和 69.8 nm 激光的气压范围数据列入表 1 中. 可以看出, 一般情况下与 46.9 nm 激光相比, 69.8 nm 激光对应的气压范围更小且整体气压偏低, 所以低气压更有利于 69.8 nm 激光产生. 随着电流的增加, 产生激光的最低气压增长较小, 而最高气压却显著增长, 特别是 46.9 nm 激光最高气压的增长比 69.8 nm 激光更为明显.

产生 46.9 nm 和 69.8 nm 激光的最佳气压值随主脉冲电流幅值的变化如图 4 所示. 可以看出随着电流的增加, 产生 46.9 nm 和 69.8 nm 激光的最佳气压值均呈增加趋势. 此外, 69.8 nm 激光的最佳气压值始终低于 46.9 nm 激光的最佳气压值. 在各电流幅值下, 最佳气压时的 46.9 nm 激光强度大于 69.8 nm 激光强度. Kim 等^[19]的理论计算结果表明, 46.9 nm 激光的增益系数大于 69.8 nm 激光

的增益系数. 由于 46.9 nm 激光和 69.8 nm 激光在同一增益介质中产生, 二者对应相同的增益介质长度, 因此增益系数高是导致 46.9 nm 激光强度高的主要原因.

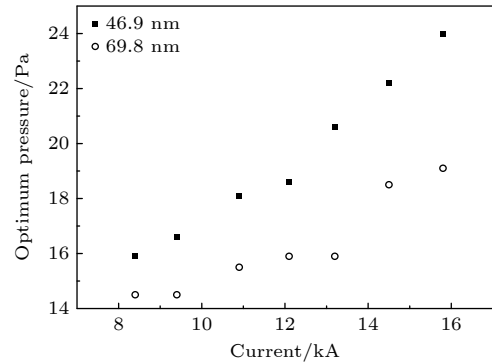


图 4 产生 46.9 nm 和 69.8 nm 激光的最佳气压值随主脉冲电流幅值的变化

Fig. 4. Optimum pressure for the generation of 46.9 nm and 69.8 nm lasers versus amplitude of main pulse current.

根据 7 个主脉冲电流幅值下改变初始气压的实验结果, 得到主脉冲电流幅值与最佳气压下激光强度的关系如图 5 所示. 可以看出, 46.9 nm 和 69.8 nm 激光均存在最佳的电流值, 其中 46.9 nm 激光的最佳电流值为 10.9 kA, 69.8 nm 激光的最佳电流值为 14.5 kA. 46.9 nm 激光强度在最佳电流两侧变化显著, 而 69.8 nm 激光强度在最佳电流两侧变化较小.

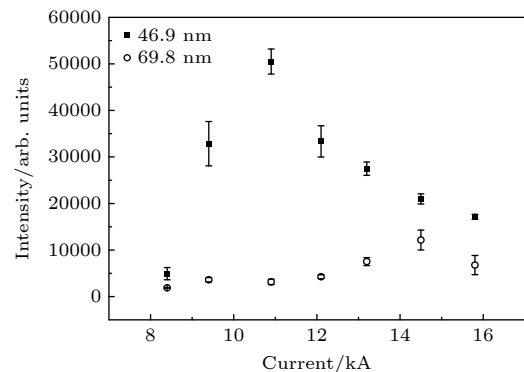


图 5 最佳气压下激光强度随主脉冲电流幅值的变化

Fig. 5. Laser intensity at optimum pressure versus amplitude of main pulse current.

3 分析与讨论

主脉冲电流流过等离子体时会产生环绕等离子体的磁场,电子和离子在磁场中运动会获得指向轴心的洛伦兹力.在该洛伦兹力的作用下等离子体向轴心 Z 箍缩.当等离子体直径被箍缩到最小值附近时,等离子体中类氦离子丰度最高,适合产生 46.9 nm 和 69.8 nm 激光.显然主脉冲电流越大,产生的洛伦兹力越大,越有利于箍缩密度较高的初始等离子体.因此从表 1 可以看出,电流越高对应产生激光的初始气压值可以越高.此外根据 Z 箍缩过程也可以解释存在最佳气压的原因.当主脉冲电流不变初始气压较低时,由于初始等离子体密度较低,使得 Z 箍缩过程更为剧烈,导致压缩到轴心时等离子体可能存在过电离的现象,即部分 Ar^{8+} 离子可能过电离成 Ar^{9+} 离子,不利于激光的产生.而当主脉冲电流不变初始气压较高时,由于初始等离子体密度高,使得 Z 箍缩过程变得困难,导致压缩到轴心时等离子体可能存在电离不足的现象,不能有效地产生 Ar^{8+} 离子,因而也不利于激光的产生.

根据文献 [19,29] 的理论研究结果,产生激光时等离子体电子温度越高,46.9 nm 和 69.8 nm 激光的增益系数越大,而电子密度存在最佳值.根据哈尔滨工业大学研究组利用一维磁流体力学程序的计算结果,初始气压越高, Z 箍缩到轴心时(即产生激光时)等离子体的电子密度越高 [8,28].上述理论计算结果,可以用于分析图 3 中存在最佳气压的实验结果.当初始气压增加时,产生激光时的等离子体电子密度逐渐增加,当达到最佳电子密度时,激光强度最强;继续增加气压则电子密度会远离最佳值,导致激光强度下降.上述理论计算结果,也可以用于分析图 5 中存在最佳电流的实验结果.随着电流的增加,对应的最佳初始气压也会增加(如图 4 所示),导致产生激光时的等离子体电子密度逐渐增加.当达到最佳电流时,等离子体的电子密度最接近最佳值,此时激光强度最强.继续增加气压则电子密度会远离最佳值,导致激光强度下降.此外根据文献 [19] 的理论研究结果,产生 46.9 nm 激光的最佳电子密度远大于产生 69.8 nm 激光的电子密度,因此低气压更有利于 69.8 nm 激光,高气压更有利于 46.9 nm 激光,这与图 4 实验结果相符.

此外通过分析图 3 实验结果可以看出,若既获得较强的 46.9 nm 激光又减小 69.8 nm 激光的影响,可以选择主脉冲电流幅值 10.9 kA,初始气压 18.1 Pa.若既获得较强的 69.8 nm 激光,又减小 46.9 nm 激光的影响,可以选择主脉冲电流幅值 14.5 kA,初始气压 16.6 Pa.若获得 46.9 nm 和 69.8 nm 均较强的双波长激光,可以选择主脉冲电流幅值 14.5 kA,初始气压 18.5 Pa.

4 结论

采用哈尔滨工业大学的毛细管放电电极紫外激光装置,实验研究了初始气压和主脉冲电流幅值对 46.9 nm 和 69.8 nm 激光的影响规律.实验结果表明,在电流幅值一定的条件下,存在最佳的初始气压值,对应最强的激光输出,且 46.9 nm 激光的最佳气压值高于 69.8 nm 激光的最佳气压值.产生 46.9 nm 激光的最佳条件为主脉冲电流幅值 10.9 kA,初始气压 18.1 Pa;产生 69.8 nm 激光的最佳条件为主脉冲电流幅值 14.5 kA,初始气压 18.5 Pa.当主脉冲电流 14.5 kA、气压 18.5 Pa 时,有利于获得光强较强的 46.9 nm 和 69.8 nm 双波长激光输出.本文研究结果弥补了国际各研究小组由于选择不同电流幅值的数据点少,导致未能获得最佳电流的不足.目前装置最大主脉冲电流为 14.5 kA,未来拟建造电流幅值超过 20 kA 的实验装置,通过在等离子体中注入更多电能的方式提高 69.8 nm 激光强度.本文获得的最佳电流幅值,对未来毛细管放电电极紫外激光器建造时电参数的选择,具有重要的参考价值.本文有关 69.8 nm 激光最佳参数的研究,有助于指导其他研究组利用现有的 46.9 nm 激光装置探索实现 69.8 nm 激光的可能性.同时对于 46.9 nm 和 69.8 nm 激光最佳参数的研究,有利于提高激光的能量,拓展激光的应用领域.未来拟采用本文获得的双波长激光,开展极紫外波段和频和差频等非线性光学效应的研究工作.

参考文献

- [1] Zhou H, Hussain M M, Banerjee P P 2022 *Light Adv. Manuf.* **3** 17
- [2] Lei J, Zhang L, Song Y F, Zhang L, et al. 2023 *Opt. Laser Technol.* **164** 109522
- [3] Shahmohammadi M, Kapsalidis F, Stüss M J, et al. 2019 *Semicond. Sci. Technol.* **34** 083001
- [4] Li X R, Ye Y, Li Ke, et al. 2025 *IEEE Photonics J.* **17** 1501207

- [5] Cui H Y, Shen Y J, Zhao D D, et al. 2024 *Chin. J. Lasers* **51** 0701009 (in Chinese) [崔怀愈, 申玉杰, 赵东迪, 等 2024 中国激光 **51** 0701009]
- [6] Rocca J J, Shlyaptsev V, Tomasel F G, et al. 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2192
- [7] Macchietto C D, Benware B R, Rocca J J. 1999 *Opt. Lett.* **24** 1115
- [8] Khan M U, Zhao Y P, Hui T, et al. 2019 *Opt. Express* **27** 16738
- [9] Khan M U, Zhao Y P, Zhao D D, et al. 2020 *Chin. Opt. Lett.* **18** 111403
- [10] Ritucci A, Tomassetti G, Reale A, et al. 2004 *Phys. Rev. A* **70** 023818
- [11] Zhao D D, Zhao Y P, Cui H Y, et al. 2023 *Chin. Opt. Lett.* **21** 53401
- [12] Zhao D D, Zhao Y P, Cui H Y, et al. 2023 *Matter Radiat. Extremes* **8** 044402
- [13] Fekete B, Kiss M, Shaplov A A, et al. 2023 *Opt. Express* **31** 34381
- [14] Fekete B, Kiss M, Shaplov A A, et al. 2024 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **52** 4786
- [15] Tan C A, Kwek K H 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 4787
- [16] Tan C A, Kwek K H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 043808
- [17] Niimi G, Hayashi Y, Sakamoto N, et al. 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 616
- [18] Barnwal S, Nigam S, Kodakkat A, et al. 2016 *Appl. Phys. B* **122** 169
- [19] Kim D E, Kim D S, Osterheld A L. 1998 *J. App. Phys.* **84** 5862
- [20] Rocca J J, Tomasel F G, Marconi M C, et al. 1995 *Phys. Plasmas* **2** 2547
- [21] Hildebrand A, Ruhrmann A, Maurmann S, et al. 1996 *Phys. Lett. A* **221** 335
- [22] Zhao Y P, Jiang S, Xie Y, et al. 2011 *Opt. Lett.* **36** 3458
- [23] Zhao Y P, Li L B, Cui H Y, Jiang S, Liu T, Zhang W H, Li W 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 095201 (in Chinese) [赵永蓬, 李连波, 崔怀愈, 姜杉, 刘涛, 张文红, 李伟 2016 物理学报 **65** 095201]
- [24] Liu T, Zhao Y P, Ding Y J, Li X Q, Cui H Y, Jiang S 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 155201 (in Chinese) [刘涛, 赵永蓬, 丁宇洁, 李小明, 崔怀愈, 姜杉 2017 物理学报 **66** 155201]
- [25] Zhao Y P, Liu T, Zhang W H, et al. 2016 *Opt. Lett.* **41** 3779
- [26] Liu T, Zhao Y P, Cui H Y, Liu X L 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 025201 (in Chinese) [刘涛, 赵永蓬, 崔怀愈, 刘晓琳 2019 物理学报 **68** 025201]
- [27] Zhao Y P, Liu T, Jiang S, et al. 2016 *Appl. Phys. B* **122** 107
- [28] Zhao D D, Cui H Y, Wang S, et al. 2025 *Opt. Commun.* **575** 131257
- [29] Kukhlevsky S V, Ritucci A, Kozma I Z, et al. 2002 *Contrib. Plasma Phys.* **42** 109

Optimal parameters of Ne-like Ar 46.9 nm and 69.8 nm dual-wavelength laser*

JIANG Shuisen¹⁾³⁾⁴⁾⁵⁾ DING Yujie²⁾ CUI Huaiyu²⁾
ZHAO Dongdi²⁾ ZHAO Yongpeng^{2)†}

1) (Institute for Photonics Technology, Quanzhou Normal University, Quanzhou 362000, China)

2) (National Key Laboratory of Laser Spatial Information, Harbin Institute of Technology, Harbin 150080, China)

3) (Fujian Provincial Key Laboratory for Advanced Micro-nano Photonics Technology and Devices,
Quanzhou Normal University, Quanzhou 362000, China)

4) (Fujian Provincial Collaborative Innovation Center for Ultra-Precision Optical Engineering and Applications,
Quanzhou Normal University, Quanzhou 362000, China)

5) (Fujian Provincial University Engineering Research Center for Intelligent Optical Fiber Sensing and Testing Technology,
Quanzhou Normal University, Quanzhou 362000, China)

(Received 18 September 2025; revised manuscript received 31 October 2025)

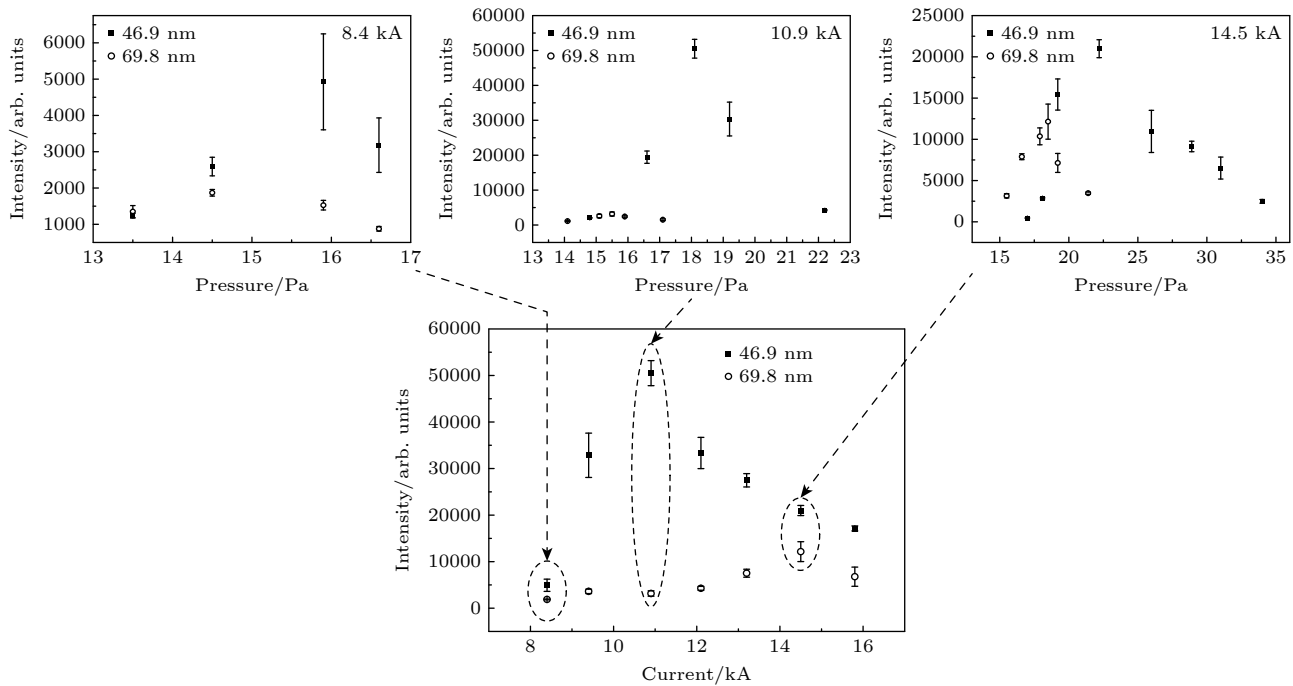
Abstract

Dual-wavelength lasers in the extreme ultraviolet (EUV) band can be utilized in many fields such as high-resolution imaging, EUV nonlinear optics, and high-density plasma diagnostics. In this work, dual-wavelength lasers at 46.9 nm and 69.8 nm from Ne-like Ar (Ar⁸⁺) ions pumped by capillary discharge are obtained. In order to change the amplitude of the main pulse current over a wide range, several parameters of the main pulse power supply such as charging voltage of the Marx generator, the conduction voltage of the spark gap switch,

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61275139, 61875045).

† Corresponding author. E-mail: zhaoy3@hit.edu.cn

and the conductivity of the deionized water in the Blumlein transmission line, are adjusted to vary the amplitude of the main pulse current from 8.4 to 15.8 kA. On this basis, the influences of the initial argon pressure and the main pulse current amplitude on the intensities of 46.9 nm and 69.8 nm lasers are studied. The experimental results show that there exists an optimal pressure for each main pulse current amplitude. The optimal pressure for 69.8 nm laser is lower than that for the 46.9 nm laser. Based on the variation of laser intensity with initial pressure and main pulse current amplitude, the optimal experimental parameters for the 46.9 nm laser are a current of 10.9 kA and an initial pressure of 18.1 Pa, and those for the 69.8 nm laser are a current of 14.5 kA and an initial pressure of 18.5 Pa. When the main pulse current amplitude is 14.5 kA and the initial pressure is 18.5 Pa, dual-wavelength lasers at both strong 46.9 nm and 69.8 nm can be generated. The different influencing rules of initial pressure and main pulse current on the 46.9 nm and 69.8 nm lasers can guide other research groups in exploring the possibility of achieving 69.8 nm laser operation by using the existing 46.9 nm laser device. Meanwhile, the research on the optimal parameters of 46.9 nm and 69.8 nm lasers is beneficial for enhancing laser energy and expanding their application fields. One of future studies will focus on the applications of the dual-wavelength laser in the sum frequency and difference frequency of EUV lasers.



Keywords: extreme ultraviolet laser, capillary discharge, Ne-like Ar, 46.9 nm, 69.8 nm

DOI: [10.7498/aps.75.20251288](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251288)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251288](https://cstr.net.cn/32037.14.aps.75.20251288)

类氩氩46.9 nm和69.8 nm双波长激光最佳参数研究

江水森 丁宇洁 崔怀愈 赵东迪 赵永蓬

Optimal parameters of Ne-like Ar 46.9 nm and 69.8 nm dual-wavelength laser

JIANG Shuisen DING Yujie CUI Huaiyu ZHAO Dongdi ZHAO Yongpeng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 030405 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251288

CSTR: 32037.14.aps.75.20251288

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251288>

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

毛细管放电等离子体射流的瞬态辐射热流特性

Transient radiative heat flux characteristics in capillary discharge plasma jets

物理学报. 2025, 74(23): 235210 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251151>

腔体结构参数对毛细管放电型脉冲等离子体推力器放电特性的影响

Influence of cavity configuration parameters on discharge characteristics of capillary discharge based pulsed plasma thruster

物理学报. 2021, 70(23): 235204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211198>

面向激光等离子体尾波加速的毛细管放电实验研究

Experimental study on capillary discharge for laser plasma wake acceleration

物理学报. 2022, 71(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212435>

光纤飞秒激光五倍频产生206 nm深紫外激光

206 nm deep ultraviolet laser generated from fifth harmonic of femtosecond fiber laser

物理学报. 2023, 72(22): 224209 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230877>

基于光谱增强技术实现对532 nm波长激光频率标定

Realization of frequency calibration for 532 nm wavelength laser based on spectral enhancement technology

物理学报. 2024, 73(9): 094204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240106>

用于激光尾波加速的弯曲毛细管内气流运动的模拟研究

Simulation study on gas flow in curved capillary used in laser wakefield acceleration

物理学报. 2023, 72(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230893>