

基于双程放大的毛细管放电 69.8 nm 激光增益特性*

刘涛¹⁾ 赵永蓬^{2)†} 崔怀愈²⁾ 刘晓琳¹⁾

1) (中国民航大学电子信息与自动化学院, 天津 300300)

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

(2018 年 8 月 30 日收到; 2018 年 11 月 19 日收到修改稿)

建立了类氩 C 线 69.8 nm 激光的双程放大实验后反射腔结构, 利用 45 cm 长毛细管作为放电负载得到了其双程放大输出. 在相同初始实验条件下, 分别测量了单程放大输出与双程放大输出的激光脉冲光强、脉冲宽度以及激光束散角. 通过对比单程与双程输出实验结果, 利用双程放大激光光强的计算公式, 分析得到了增益持续时间大于 4 ns, 以及增益在毛细管径向上的分布特点. 以上结果为建立谐振腔进行毛细管放电类氩激光的多程放大实验奠定了基础.

关键词: 毛细管放电, 69.8 nm 激光, 双程放大, 增益介质

PACS: 52.70.La, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.68.20181617

1 引言

利用快速脉冲电流抽运毛细管内氩气, 通过电子碰撞机制产生类氩激光的方案是一种具有应用前景的小型化软 X 射线激光方案^[1,2]. 利用该方案已经能够实现类氩 A 线 46.9 nm 激光^[3]、类氩 C 线 69.8 nm 激光^[4]、类氩 52.9 nm 激光^[5]以及类氩硫 60.8 nm 激光^[6]输出, 但是由于在产生类氩 52.9 nm 激光和类氩硫 60.8 nm 激光时, 氯气有毒, 气态硫具有腐蚀性, 导致这两个波长激光没有得到进一步研究. 而类氩离子的 3p—3s 能级间多个跃迁都有实现激光放大的可能^[7], 并且对类氩 46.9 nm 激光已经开展了应用方面的研究^[8,9], 因此, 具有相同激发机理的类氩 C 线 69.8 nm 激光成为一种新的具有应用前景的软 X 射线波长范围内的激光. 于是, 提高该波长激光的输出光强, 研究毛细管中增益介质特性成为实现其应用研究的重要前提.

一种有效提高激光输出光强的方法是利用反射镜在增益介质一端建立一个半腔结构, 实现激光的双程放大. 在软 X 射线激光的双程放大实验方面, 已经有多个研究组开展了相关的研究, 并且利用双程放大实验有效提高了激光输出光强. 1985 年, Suckewer 等^[10]采用球面多层膜反射镜, 首次实现了软 X 射线激光的双程放大实验, 并观察到类氢碳 18.2 nm 激光光强比单程放大增加 120%. 自此以后, 以激光产生的等离子体为增益介质, 采用 Mo/Si 多层膜平面或凹面反射镜, 实现了类氩硒 20.6 和 20.9 nm^[11], 类氩锗 19.6^[12], 23.2 和 23.6 nm^[13–15], 类氩钼 13.1 nm^[16]以及类氩锌 21.2 nm^[17]软 X 射线激光的双程放大. 此外, Rocca 研究组^[18]采用铱平面反射镜, 以毛细管放电产生的等离子体作为增益介质, 实现了类氩 46.9 nm 激光的双程放大, 获得了激光增益饱和输出. 本研究组采用 SiC 反射镜进行了类氩 C 线 69.8 nm 激光的双程放大实验, 获得了 69.8 nm 激光的深度增

* 国家自然科学基金 (批准号: 61875045) 和天津市自然科学基金 (批准号: 17JCYBJC18200) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaoy3@hit.edu.cn

益饱和输出^[19]. 但是, 对双程放大实验中增益特性的研究主要是利用改变增益介质长度测量对应的激光光强, 然后利用 Linford 公式进行拟合求得增益系数的数值^[18,20]. 该方法还主要是对增益数值大小的研究, 缺乏对增益特性进行深入的研究.

在以上研究内容的基础上, 本文开展了基于双程放大的类氩氩 69.8 nm 激光增益特性的研究, 对单程放大与双程放大的激光输出进行了比较. 通过测量激光脉冲光强、激光脉冲半高宽以及束散角等参数, 分析了毛细管放电过程中产生类氩氩 69.8 nm 激光的增益持续时间、增益介质在毛细管径向上的分布情况等特性, 为了解双程放大实验对激光增益介质的影响机理, 以及将来建立谐振腔进一步改善激光光束质量、提高激光相干特性, 以实现类氩氩 69.8 nm 激光多程放大实验奠定了基础.

2 双程放大实验输出结果

2.1 实验装置介绍

由于类氩氩 69.8 nm 激光产生机理与类氩氩 46.9 nm 激光产生机理基本相似, 因此所用实验装置与之前产生类氩氩 46.9 nm 激光的产生装置基本一致, 由 MARX 发生器、Blumlein 传输线、放电室、真空装置以及探测系统构成^[4,21].

为了进行双程放大实验, 如图 1 所示, 对原有实验装置的放电室进行了改造. 增加一个铝制法兰用于连接预脉冲开关和毛细管, 并在法兰内部设置光学平台, 放置 SiC 平面反射镜用于实现类氩氩激光的反射. 为了避免等离子体轰击和主脉冲电流放电的影响, 放置平面镜时没有紧贴毛细管出光端面, 而是选择与出光端面保持一定距离. 同时, 由于毛细管端面与平面镜之间会存在一定气压的氩

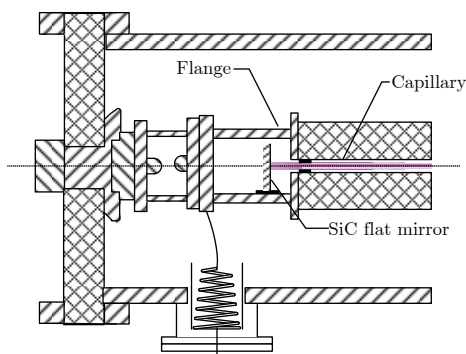


图 1 双程放大实验反射镜位置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of position of mirror in double-pass amplification.

气, 使得软 X 射线激光在这段距离中会有较大的衰减, 因此, SiC 平面镜与毛细管端面间距离也不宜过大. 综合以上因素, 确定了 SiC 平面镜与毛细管端面距离为 2.5 cm.

在激光输出特性测量方面, 由于考虑到类氩氩 69.8 nm 激光和 46.9 nm 激光会同时产生, 为了单独对 69.8 nm 激光输出波形和束散角进行测量, 需要首先对毛细管输出的激光进行分光, 获得单独的 69.8 nm 激光输出. 又由于不同分光方案会影响激光输出特性, 因此采用了两种分光方案对激光输出特性分别测量. 在激光脉冲波形的测量方面, 利用型号为 VSN-515 的单色仪和快速 X 射线衍射 (X-ray diffraction, XRD) 进行激光脉冲波形测量. 在激光束散角测量方面, 选择具有一维空间分辨能力的平场谱仪和极紫外 (EUV) 波段 CCD 相机 (Andor Newton DO920P-BN) 进行激光束散角测量.

2.2 双程放大激光输出与单程放大激光输出结果

首先在氩气初始气压 15.4 Pa 和主脉冲电流幅值 13.5 kA 条件下, 利用单色仪分光, 快速 XRD 分别测量单程放大和双程放大的激光脉冲波形. 单程放大和双程放大的激光脉冲波形如图 2 所示. 由图 2(a) 可以看出, XRD 测得单程放大对应的脉冲峰值为 0.66, 激光脉冲峰值产生时间为 1.6 ns, 激光脉冲的半高宽是 1.4 ns. 由图 2(b) 可见, 双程放大的脉冲峰值为 6.04, 是单程放大时的 9.15 倍. 激光脉冲半高宽为 2.2 ns, 其幅值峰值对应时间为

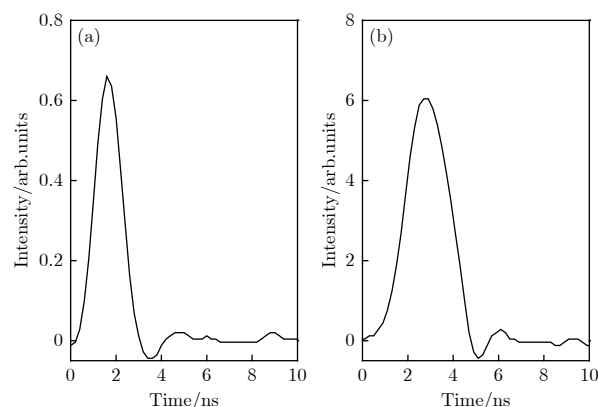


图 2 单程放大和双程放大输出脉冲波形 (a) 单程放大输出; (b) 双程放大输出

Fig. 2. The pulse waveform of single-pass amplification and double-pass amplification output: (a) Single-pass amplification output; (b) double-pass amplification output.

3.0 ns, 单程放大的激光波形的峰值与双程放大激光波形的峰值在时间上相差约 1.4 ns, 该时间差与单程放大和双程放大实验中相差 50 cm 光程差产生的时间延时基本一致. 通过与单程放大的激光输出相比, 从图 2(b) 中还能发现, 双程放大激光信号的幅值更高、脉宽更宽.

之后, 在与之前实验相同的初始气压和主脉冲电流条件下, 采用平场谱仪进行分光 and CCD 相机

采集信号, 记录了单程放大和双程放大激光输出在毛细管径向上的分布情况 (图 3). 其中图 3(a) 为未加反射镜的激光输出, 图 3(b) 为 SiC 反射镜反射后激光输出. 从图 3 中可以发现, 单程放大对应的激光输出在毛细管径向上分布较窄, 并且对应的最大激光相对光强为 15000 左右; 而双程放大激光输出在毛细管径向上的分布较宽, 最大激光相对光强为 57000 左右.

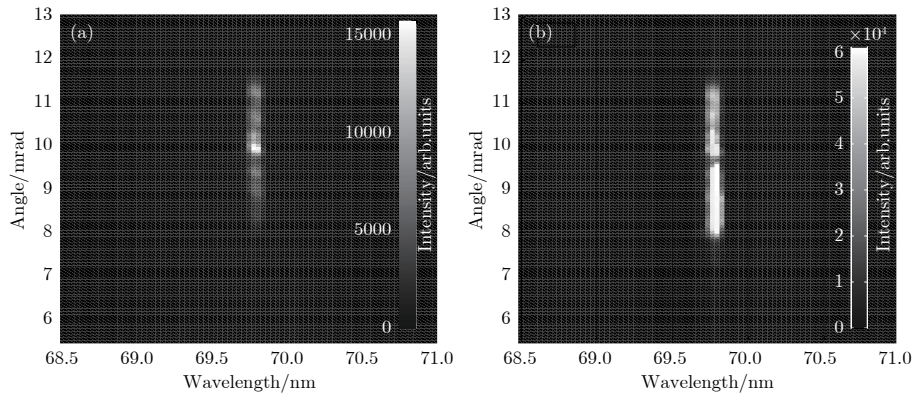


图 3 毛细管径向上 CCD 图像 (a) 单程放大强度图像; (b) 双程放大强度图像

Fig. 3. CCD image in capillary radius: (a) Intensity image of single-pass amplification; (b) intensity image of double-pass amplification.

根据平场谱仪的光路参数和 CCD 相机的像素参数, 计算了激光输出对应相对光强在毛细管径向上的分布, 即激光束散角的分布情况 (图 4). 图 4(a) 是激光单程放大的相对光强在毛细管径向上的分布情况, 其单程放大的激光束散角半高宽为 0.5 mrad. 中间峰的光强最大, 在其两侧还有若干小的边缘尖峰. 图 4(b) 是激光双程放大光强分布, 对应的双程放大的激光束散角半高宽为 3.3 mrad, 并且没有突出的最强尖峰.

根据多轮实验测量结果可知, CCD 相机能够测量的激光相对光强最高在 61000 以上, 当 CCD 相机记录的相对光强超过此值时 CCD 将会饱和, 无法获取激光强度的变化情况. 但是由图 4(b) 中可知, 其相对光强最大值为 56762, 仍小于导致 CCD 饱和的相对光强, 因此, 可以排除图中相对光强分布呈现近似平顶情况是由于 CCD 饱和造成的. 相比于单程放大输出的束散角, 双程放大输出的束散角增加了 6.6 倍. 从图 4 中可以发现, 造成

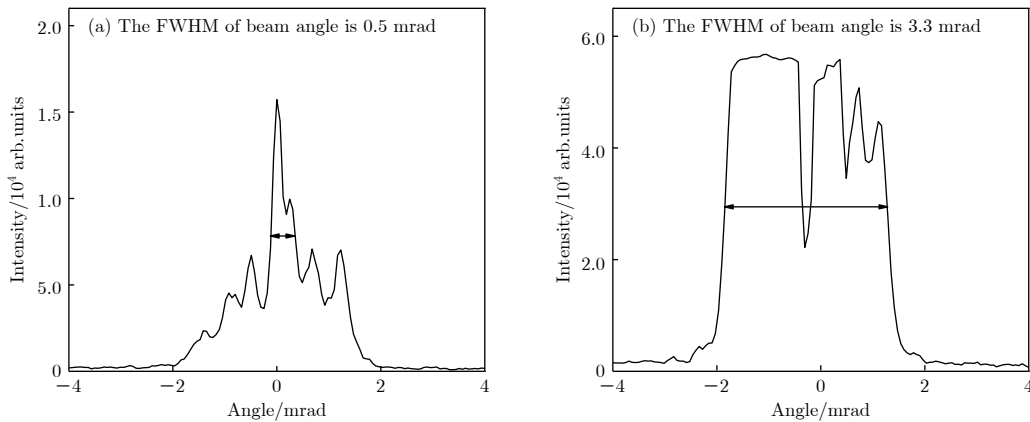


图 4 毛细管径向上激光束散角 (a) 单程放大的束散角; (b) 双程放大的束散角

Fig. 4. Laser divergence angle in capillary radius: (a) Divergence angle of the single-pass amplification; (b) divergence angle of the double-pass amplification.

束散角增大的主要原因是边缘尖峰得到充分的放大, 而边缘尖峰强度的增加与等离子体增益系数的分布特性有关, 基于此, 本文将在之后的部分开展增益特性的径向分布研究. 而激光束发散或反射光束传播方向偏离等因素对激光束散角的可能影响将在后续的研究工作中进行讨论.

3 增益分布特性分析

在相同初始条件下, 通过对双程放大激光输出与单程放大激光输出进行比较 (图 2), 可以发现在双程放大实验中激光脉冲幅值和激光脉冲宽度有较大增加, 说明 69.8 nm 激光经反射镜反射进入等离子体中进行第二次放大时激光放大明显, 表明此时等离子体中仍有较大的剩余增益存在, 结合相关公式可以分析出增益持续时间的变化情况.

如果忽略增益引起的谱带变窄效应, 双程放大激光光强可以近似表示为^[17]

$$I_d = I_s \cdot R_m \cdot R_L \cdot e^{gl} + I_s, \quad (1)$$

其中 I_d 为双程放大输出光强, I_s 为单程放大输出光强, $l = 45$ cm 为毛细管长度, g 为增益介质的增益系数, R_m 为反射镜反射率, R_L 为反射光耦合到等离子体中的耦合系数. 在德国 Physikalisch-Technische Bundesanstalt 同步辐射设备上, 测量得到 SiC 平面反射镜在波长 69.8 nm 处反射率约为 40%, 因此设定 $R_m = 0.4$. 结合实验参数的计算结果能够得到 $R_L = 0.44$. 经过对 (1) 式转换, 可以得到 (2) 式, 如下所示:

$$g = \ln \left(\frac{I_d - I_s}{I_s'} \right) \cdot l^{-1}. \quad (2)$$

$I_s' = I_s \cdot R_m \cdot R_L$ 为经平面镜反射后耦合到增益介质的激光强度, 通过 (2) 式可以发现, 增益系数与单程放大和双程放大的激光强度有关, 因此利用单程放大和双程放大激光输出波形可以分析增益系数的变化规律. 利用已获得的双程放大激光输出与单程放大激光输出 (图 2), 用图 2(b) 中波形减去图 2(a) 中波形得到 $(I_d - I_s)$. 然后将光程差引起的激光尖峰的延时计算进去, 把图 2(a) 中单程放大

激光脉冲波形在时间轴上平移 1.4 ns 并乘以 R_m 和 R_L , 得到 I_s' , 将 $(I_d - I_s)$ 与 I_s' 进行相除并求对数, 再除以毛细管长度 l , 可以得到反射激光进入增益介质后增益系数随时间的变化关系 (图 5). 从图 5 中可以看出, 69.8 nm 激光的增益介质可以维持在 4 ns 以上, 增益系数在 1.6 ns 之后先减小, 在 2.8 ns 处增益系数最小, 该时刻对应单程放大激光强度最大, 并且增益介质处于增益饱和状态, 说明此时的增益系数最小是由于增益饱和效应引起的. 在 2.8 ns 之后增益系数逐渐变大, 主要是进入增益介质中的激光强度降低, 增益介质对其放大又呈现为对小信号放大, 对应的增益系数也得到了增长.

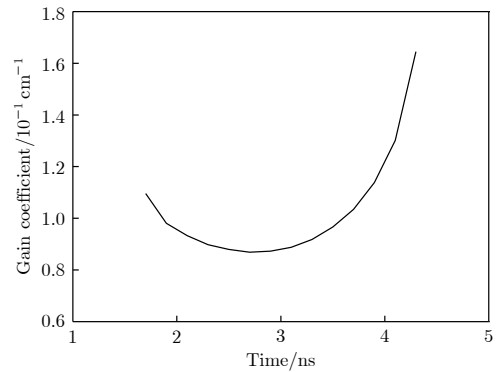


图 5 69.8 nm 激光的增益系数随时间的变化

Fig. 5. Gain coefficient as a function of time for 69.8 nm laser.

之后, 利用 (2) 式还可以对增益系数在空间上的分布情况进行分析. 图 4 分别表示了单程放大激光束散角和双程放大激光束散角对应的激光强度在毛细管径向上的分布情况. 将单程放大和双程放大的激光输出在相同的径向位置处的激光相对强度进行比较 (表 1) 可以发现, 双程放大中间峰位置处的光强是单程放大的 3 倍左右, 而双程放大边缘峰的光强与单程放大相比增长了 5—24 倍不等. 并且从表中的双程放大激光相对光强可以看出, -0.92 和 -1.41 mrad 尖峰的相对光强大于对称的 0.68 和 1.23 mrad 附近尖峰的相对光强, 这可能是反射束传播的方向稍偏向 -1 mrad 一侧造成的. 为了判断该猜测, 以后我们将开展反射光束方向对双程放大激光空间分布影响的实验研究.

表 1 单程放大与双程放大尖峰位置处激光强度

Table 1. The peak position laser intensity of single-pass amplification and double-pass amplification.

尖峰位置/mrad	-1.41	-0.92	-0.49	0	0.25	0.68	1.23
单程放大强度/arb.units	2345	4525	6708	15712	9964	7076	7017
双程放大强度/arb.units	55844	56762	56128	51205	54803	50772	44720
增长倍数	23.8	12.5	8.4	3.3	5.5	7.2	6.4

在激光尖峰对应位置处,用双程放大激光强度减去单程放大激光强度,得到 $(I_d - I_s)$,然后除以 I_s' 并求对数值,再除以毛细管长度 l ,就得到了激光尖峰位置对应的增益系数(图6).其中数据点为激光尖峰位置对应的增益系数,在中间峰值处的增益系数最小,而两侧激光尖峰所对应的增益系数相对较高.

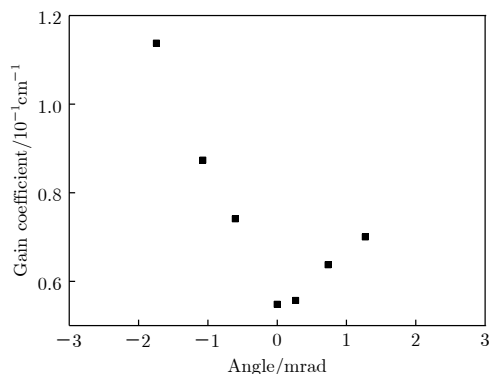


图6 69.8 nm 激光峰值处的增益系数在空间上的分布情况
Fig. 6. Gain coefficient as a function of angle in the spatial distribution for 69.8 nm laser peak.

由图3可知,单程放大时在增益介质中心位置对应的激光光强最大,而双程放大反射后其对应的增益系数却最小(图6),这可能是由于在中间尖峰处耦合到增益介质的位置接近饱和状态,使得增益系数增加较小.而在激光两侧尖峰耦合到增益介质边缘位置处时增益介质还没有饱和,使得较小的输入信号仍然按照指数方式进行放大,能够实现较大的激光放大,具有较高的增益系数.此结果也说明单程放大过程中,激光增益介质的增益饱和主要集中在轴心区域,等离子体柱边缘仍然处于非增益饱和状态.

4 结 论

本文通过设计毛细管放电类氩氩 69.8 nm 激光的双程放大实验,获得了其双程放大输出,激光光强相比于单程放大激光输出提高 9 倍.利用快速 XRD 对双程放大激光输出的脉冲波形进行了测量,之后利用平场谱仪测得双程放大激光输出的束散角,其激光强度在空间上的分布也与单程放大的激光分布区别较大.最后,利用双程放大光强的近似计算公式,根据双程放大激光输出与单程放大激光输出的结果,分析了增益系数的持续时间和毛细管径向上的分布情况.在双程放大实验中,由于增益饱和和效应的影响,在激光产生 2.8 ns 后增益系

数达到最小,并且增益介质还可以持续 4 ns 以上.该实验为多程放大实验的进行提供了增益持续时间的探索.双程放大激光尖峰位置处增益系数的计算结果表明,在单程放大时轴心处增益系数较高,主要是增益介质轴心位置的反转粒子利用率较高,而增益介质边缘的反转粒子利用率较低,此处的增益介质还没有达到增益饱和.在双程放大实验中充分利用增益介质边缘的增益实现了激光输出光强的较大提高,为后续的多程放大实验提高激光输出强度提供了参考.

参考文献

- [1] Carbajo S, Howlett I D, Brizuela F, Buchanan K S, Marconi M C 2012 *Opt. Lett.* **37** 2994
- [2] Nejdil J, Howlett I D, Carlton D, Anderson E H, Chao W, Marconi M C, Rocca J J, Menoni C S 2015 *IEEE Photon. J.* **7** 1
- [3] Rocca J J, Shlyaptsev V, Tomasel F G, Cortazar O D, Hartshorn D, Chilla J L 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2192
- [4] Zhao Y P, Jiang S, Xie Y, Yang D W, Teng S P, Chen D Y, Wang Q 2011 *Opt. Lett.* **36** 3458
- [5] Frati M, Seminario M, Rocca J J 2000 *Opt. Lett.* **25** 1022
- [6] Tomasel F G, Rocca J J, Shlyaptsev V N, Macchietto C D 2019 *Phys. Rev. A* **55** 1437
- [7] Elton R C, Datla R U, Roberts J R, Bhatia A K 1989 *Phys. Rev. A* **40** 4142
- [8] Bernstein E R, Dong F, Guo Y Q, Shin J W, Heinbuch S, Rocca J J 2016 *X-Ray Laser* (Switzerland: Springer) p359
- [9] Menoni C S, Nejdil J, Monserud N, Howlett I D, Carlton D, Anderson E H, Chao W, Marconi M C, Rocca J J 2016 *X-Ray Laser 2014* (Switzerland: Springer) p259
- [10] Suckewer S, Skinner C H, Milchberg H, Keane C, Voorhee D 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 1753
- [11] Ceglio N M, Gaines D P, Trebes J E, London R A, Stearns D G 1988 *Appl. Opt.* **27** 5022
- [12] Murai K, Yuan G, Kodama R, Daido H, Kato Y, Niibe M, Miyake A, Tsukamoto M, Fukuda Y, Neely D, Macphhee A G 1994 *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** L600
- [13] Carillon A, Chen H Z, Dhez P, Dwivedi L, Jacoby J, Jaegle P, Jamelot G, Zhang J, Key M H, Kidd A, Klismick A, Kodama R, Krishnan J, Lewis C, Neely D, Norreys P, O'Neill D, Pert G J, Ramsden S, Raucourt J P, Tallents G, Uhomobhi J O 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 2917
- [14] He S T, Chunyu S T, Zhang Q R, He A, Shen H Z, Ni Y L, Yu S Y 1992 *Phys. Rev. A* **46** 1610
- [15] An H H, Wang C, Fang Z H, Xiong J, Sun J R, Wang W, Fu S Z, Qiao X M, Zheng W D, Zhang G P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 104207 (in Chinese) [安红海, 王琛, 方智恒, 熊俊, 孙今人, 王伟, 傅思祖, 乔秀梅, 郑无敌, 张国平 2011 *物理学报* **60** 104207]
- [16] Ceglio N M, Gaines D P, Stearns D G, Hawryluk A M 1989 *Opt. Commun.* **69** 285
- [17] Rus B, Mocek T, Präg A R, Kozlová M, Jamelot G, Carillon A, Ros D, Joyeux D, Phalippou D 2002 *Phys. Rev. A* **66** 063806

- [18] Rocca J J, Clark D P, Chilla J L A, Shlyaptsev V N 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1476
- [19] Zhao Y P, Liu T, Zhang W H, Li W, Cui H Y 2016 *Opt. Lett.* **41** 3779
- [20] Rus B, Carillon A, Dhez P, Jaegle' P, Jamelot G, Klisnick A, Nantel M, Zeitoun P 1997 *Phys. Rev. A* **55** 3858
- [21] Zhao Y P, Liu T, Jiang S, Cui H Y, Ding Y J, Li L 2016 *Appl. Phys. B* **122** 107

Characteristics of gain in Ne-like Ar 69.8 nm laser pumped by capillary discharge based on double-pass amplification^{*}

Liu Tao¹⁾ Zhao Yong-Peng^{2)†} Cui Huai-Yu²⁾ Liu Xiao-Lin¹⁾

1) (*College of Electronic Information and Automation, Civil Aviation University of China, Tianjin 300300, China*)

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

(Received 30 August 2018; revised manuscript received 19 November 2018)

Abstract

In this paper, a double-pass amplification experiment of a Ne-like Ar C line 69.8 nm laser is established. The 45-cmlong capillary is used as the discharge load to obtain a double-pass amplification output of a Ne-like Ar C line 69.8 nm laser. Under the same initial experimental conditions that the initial pressure is 15.4 Pa and the main pulse current amplitude is 13.5 kA, the laser pulse intensity and the full width at half maximum (FWHM) of the laser pulse of the single-pass amplification output and the double-pass amplification output are measured by a vacuum X-ray diode (XRD) behind a vacuum ultraviolet (VUV) monochromator (Acton VSN-515) which is used to disperse the extreme ultraviolet (EUV) emission. And then the laser beam divergence of single-pass amplification output and double-pass amplification output are also measured by a space-resolving flat-field EUV spectrograph combined with an EUV CCD (Andor Newton DO920P-BN). The amplitude of the double-pass amplification laser output is 9 times larger than that of single-pass amplification output, and the FWHM of the double-pass amplification laser pulse is nearly 2.4 ns. While the laser beam divergence angle of the double-pass amplification output is 6.6 times wider than that of single-pass amplification output. By comparing the single-pass amplification and double-pass amplification output experimental results, the gain duration of the gain medium in the double-pass amplification and the radial distribution characteristics of the gain medium are analyzed by using the calculation formula of the double-pass amplification laser intensity. The gain duration is more than 4 ns, during this time the gain coefficient decreases at 1.6 ns. And the gain coefficient is the smallest at 2.8 ns, meanwhile the intensity of the single-pass amplification laser is maximum, and the gain medium is in the gain saturation state. So this result indicates that the minimum gain coefficient at this moment is due to the gain saturation effect. Using a similar calculation method to analyze the spatial distribution of gain coefficients, the gain on the plasma axis is larger than that off the plasma axis. These results lay a foundation for the subsequent establishment of resonant cavity and the multi-pass amplification experiment of capillary discharge Ne-like Ar laser.

Keywords: capillary discharge, 69.8 nm laser, double-pass amplification, gain medium

PACS: 52.70.La, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.68.20181617

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61875045) and the Natural Science Foundation of Tianjin, China (Grant No. 17JCYBJC18200).

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