

毛细管放电类氩氙 69.8 nm 激光增益特性研究

刘涛 赵永蓬 丁宇洁 李小强 崔怀愈 姜杉

Characteristics of gain in Ne-like Ar 69.8 nm laser pumped by capillary discharge

Liu Tao Zhao Yong-Peng Ding Yu-Jie Li Xiao-Qiang Cui Huai-Yu Jiang Shan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 155201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.155201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.155201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I15>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于移位双光栅色散元件的 X 射线谱仪研制

Investigation into the design and diffraction efficiency of shifted dual transmission grating

物理学报.2016, 65(16): 165201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.165201>

脉冲辐射成像绝对测量方法研究

Absolute measurement of pulsed radiation imaging

物理学报.2013, 62(22): 225203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.225203>

相位型波带板应用于大尺度 X 射线源成像的分析与模拟

Analysis of imaging an extended X-ray source by using a Fresnel phase zone plate

物理学报.2013, 62(1): 015208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.015208>

神光 II 激光装置黑腔辐射温度定量研究

Quantitative study of radiation temperature for gold hohlraum on SG-II laser facility

物理学报.2011, 60(5): 055207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.055207>

X 射线连续谱法诊断铝丝阵 Z 箍缩等离子体温度

X-ray continuum spectra for diagnosing plasma temperature in aluminum wire array Z-pinch

物理学报.2011, 60(4): 045211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.045211>

毛细管放电类氩氩 69.8 nm 激光增益特性研究*

刘涛¹⁾²⁾ 赵永蓬^{1)†} 丁宇洁¹⁾ 李小强¹⁾ 崔怀愈¹⁾ 姜杉¹⁾

1) (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)

2) (中国民航大学电子信息与自动化学院, 天津 300300)

(2017年2月13日收到; 2017年5月23日收到修改稿)

建立了计算 69.8 nm 激光增益系数的理论模型, 根据实验参数, 计算了在主脉冲电流为 12 kA 时, 69.8 nm 激光增益系数最大值为 0.32 cm^{-1} . 理论模拟了不同初始气压下增益系数在毛细管径向上的分布情况. 对理论结果的分析表明, 最佳的初始气压在 12—14 Pa 范围内, 此时 69.8 nm 激光增益系数的极值最大. 实验上, 利用毛细管放电装置和罗兰光谱仪, 测量了不同气压下的 69.8 nm 激光强度, 实验确定的最佳气压为 16 Pa, 与理论结果相近. 此外, 实验测量的增益系数 (0.4 cm^{-1}) 略高于理论计算的增益系数 (0.32 cm^{-1}).

关键词: 毛细管放电, 69.8 nm 激光, 速率方程, 增益系数

PACS: 52.70.La, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.66.155201

1 引言

1984 年国际上第一次得到 X 射线激光, 使短波长激光的研究进入了一个新的波长范围^[1]. 自美国 Rocca 小组^[2] 于 1994 年应用毛细管放电方案得到类氩氩 (Ar^{8+}) 46.9 nm 软 X 射线激光以来, 通过毛细管放电激励产生软 X 射线激光的方法引起了越来越多的重视. 之后 Rocca 小组还以此方案获得了类氩硫 60.8 nm 激光^[3] 和类氩氯 52.9 nm 激光^[4] 的输出. 自此以后, 国际上多个研究小组利用毛细管放电方式也获得了 46.9 nm 激光输出, 但始终没有获得其他波长的激光输出. 本课题组于 2011 年应用该方案, 实现了类氩氩 69.8 nm 激光的输出, 得到了一个新的激光波长^[5].

针对电子碰撞激发类氩氩激光的理论研究也在持续进行中, 主要集中于等离子体箍缩过程的参数计算和增益形成的模拟. Rocca 小组^[6] 利用流体动力学程序 RADEX, 计算了毛细管中的等离子体柱箍缩到最小半径时等离子体参数. 韩国 Kim 小组^[7] 利用电子碰撞模型, 建立了类氩氩离子 36 个

能级相对粒子数的速率方程组, 在准稳态条件下, 计算了类氩氩 3p—3s 跃迁中可能的激光跃迁谱线的相对增益系数, 分析了最佳的电子密度范围. 捷克 Kukulsky 小组^[8] 模拟了不同的等离子体条件下类氩氩 46.9 nm 激光的增益系数与电子温度的关系, 以及 46.9 nm 激光增益系数对应的最佳电子密度的范围. 文献^[9, 10] 模拟了 Z 箍缩过程中的等离子体状态的变化过程, 获得了等离子体状态随时间和空间的变化, 计算出了 46.9 nm 激光增益分布. 这些研究主要集中在 46.9 nm 激光方面, 缺乏对 69.8 nm 激光增益特性的深入研究.

在 Kim 小组^[7] 和 Kukulsky 小组^[8] 的增益系数计算中, 主要是建立了相对增益系数 (增益系数) 与电子密度和电子温度的关系, 并没有考虑箍缩过程中变化的等离子体参数对增益系数的影响, 同时单纯分析增益系数的大小, 没有考虑增益系数的空间分布情况. 针对上述不足, 本文利用一维两温磁流体力学 (MHD) 程序, 模拟了真实主脉冲电流波形情况下等离子体的箍缩过程. 通过求解类氩氩 3p—3s 跃迁的速率方程, 获得等离子体箍缩

* 国家自然科学基金 (批准号: 61275139) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaoy3@hit.edu.cn

过程中 69.8 nm 激光增益系数在毛细管径向上的分布情况. 理论计算结果有利于深入理解 69.8 nm 激光光强随初始气压变化的实验结果.

2 理论模型的建立

理论模型建立在电子碰撞激发的基础上, 主要考虑 69.8 nm 激光的产生方式与 46.9 nm 激光相似, 均是通过电子碰撞激发实现激光上下能级间的粒子数反转, 在特定条件下产生激光.

类氩氩能级跃迁过程如图 1 所示, 前期的工作中已经证明在利于 69.8 nm 激光的输出条件下, 46.9 nm 激光输出也比较强^[11]. 于是若要获得增益系数的特性, 就需要建立针对 69.8 nm 激光的速率方程. 在建立速率方程时, 主要考虑的能级包括: 基态 $2s2p^6\ ^1S_0$ 、激发态 $2p^53p\ ^1S_0$ 、激发态 $2p^53p\ ^3P_2$ 和激光下能级 $2p^53s\ ^1P_1$. 具体跃迁过程为, 通过电子碰撞激发, 类氩离子由基态跃迁到 46.9 nm 激光上能级 $2p^53p\ ^1S_0$ 或 69.8 nm 激光上能级 $2p^53p\ ^3P_2$. 由激光上能级向激光下能级跃迁, 分别产生 46.9 nm 和 69.8 nm 激光, 最后由激光下能级快速辐射衰变回到基态. 根据上述跃迁过程, 建立速率方程, 求解增益系数的变化规律.

参考 Kim 等^[7] 提出的相对粒子数的速率方程模型, 建立了 46.9 nm 和 69.8 nm 激光四能级跃迁速率方程:

$$\begin{cases} \frac{dN_4}{dt} = n_e C_{14}^e N_1 + n_e C_{24}^e N_2 - (n_e C_{41}^d + A_{41} + n_e C_{42}^d + A_{42}) N_4, \\ \frac{dN_3}{dt} = n_e C_{13}^e N_1 + n_e C_{23}^e N_2 - (n_e C_{31}^d + A_{31} + n_e C_{32}^d + A_{32}) N_3, \\ \frac{dN_2}{dt} = n_e C_{12}^e N_1 - (n_e C_{21}^d + A_{21} + n_e C_{23}^e + n_e C_{24}^e) N_2 + (n_e C_{32}^d + A_{32}) N_3 + (n_e C_{42}^d + A_{42}) N_4, \\ N_1 + N_2 + N_3 + N_4 = 1, \end{cases} \quad (1)$$

其中, $N_i = N_i^{8+}/N_I$, N_I 表示各能级总粒子数, N_i^{8+} 为 Ar^{8+} 离子对应能级的粒子数, N_4 和 N_3 分别对应产生 46.9 nm 和 69.8 nm 激光的上能级的相对粒子数, N_2 对应激光下能级的相对粒子数, N_1 对应基态能级的相对粒子数, n_e 为电子密度, C_{ul}^e

为从低能级 l 到高能级 u 的电子碰撞激发速率系数, C_{ul}^d 为高能级 u 到低能级 l 的电子碰撞消激发速率系数, A_{ul} 为能级 u 到 l 的自发发射系数.

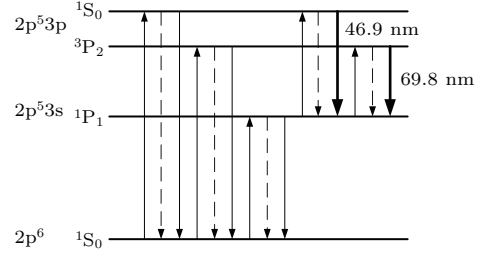


图 1 类氩氩能级跃迁示意图

Fig. 1. Schematic diagram of Ne-like Ar energy level transition.

求解该速率方程所需的原子参数可利用 COWAN 程序获得. 电子碰撞激发速率 P_{ce} 可表示为^[12]

$$\begin{aligned} P_{ce} &= N_e C_{ul}^e \\ &= 64\pi^2 \left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/2} \left(\frac{Ry}{h}\right) a_0^3 N_e \left(\frac{Ry}{kT}\right)^{1/2} \left(\frac{Ry}{\Delta E_{lu}}\right) \\ &\quad \times f_{lu} \langle g_{lu} \rangle \exp\left(-\frac{\Delta E_{lu}}{kT}\right) s^{-1}. \end{aligned} \quad (2)$$

该表达式对应的是一个电偶极跃迁库仑-玻恩修正公式, 通过半经验的 Kramers-Gaunt 因子, 公式包括了 Bethe 型修正. 式中 ΔE_{lu} 为能级间的能量差; kT_e 为电子温度, 以 eV 为单位; f_{lu} 为对应跃迁能级的振子强度; Ry 为里德伯常数; a_0 为玻尔半径. 若 ΔE_{lu} 和 kT 以 eV 为单位, 电子碰撞激发速率系数可近似为

$$\begin{aligned} C_{ul}^e &= 1.6 \times 10^{-5} \frac{f_{lu} \langle g_{lu} \rangle}{\Delta E_{ul} (kT_e)^{1/2}} \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{\Delta E_{ul}}{kT_e}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

对麦克斯韦分布平均的 Gaunt 因子 $\langle g_{lu} \rangle$ 值约为 0.2. 考虑细致平衡, 激发速率系数和消激发速率系数存在如下关系:

$$C_{ul}^d = C_{ul}^e \left(\frac{g_l}{g_u}\right) \exp\left(\frac{\Delta E_{ul}}{kT_e}\right), \quad (4)$$

其中 g_l 和 g_u 分别为下能级和上能级的统计权重.

由 (3) 和 (4) 式可以计算出求解速率方程所需的电子碰撞激发和消激发速率系数. 求解速率方程 (1), 可得到四个能级的相对粒子数分布情况.

激光增益系数的一般表达式为

$$G = N_u \sigma_{stim} - N_l \sigma_{abs} = N_u \sigma_{stim} F, \quad (5)$$

其中, N_u 为上能级的粒子数密度, σ_{stim} 为受激发射截面, F 为反转因子. 受激发射截面可表达式为^[12]

$$\sigma_{\text{stim}} = \frac{\pi a_0 f_{lu} \lambda g_l}{\Delta \lambda / \lambda g_u}. \quad (6)$$

对于多普勒展宽的谱线, 上下能级间的增益系数可以进一步表示为^[12]

$$G = N_u \sigma_{\text{stim}} F = \frac{\pi a_0 f_{lu} \lambda g_l}{\Delta \lambda / \lambda g_u} N_u F \\ = 1.1 \times 10^{-16} f_{lu} \lambda \frac{g_l}{g_u} \left(\frac{\mu}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} N_u F, \quad (7)$$

其中 μ 为 $2Z$, 对应原子质量数. 根据已经求得的速率方程能够获得相对粒子数, 即可求得 46.9 nm 和 69.8 nm 激光所对应的相对增益系数:

$$\begin{cases} \frac{G_{46.9 \text{ nm}}}{N_I} = 1.1 \times 10^{-16} f_{24} \lambda \frac{g_2}{g_4} \left(\frac{\mu}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} F_{24}, \\ \frac{G_{69.8 \text{ nm}}}{N_I} = 1.1 \times 10^{-16} f_{23} \lambda \frac{g_2}{g_3} \left(\frac{\mu}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} F_{23}. \end{cases} \quad (8)$$

上述模型中的相关参数主要分为两部分: 一部分为能级参数; 另一部分为等离子体状态参数. 首先通过 COWAN 程序计算类氩离子的能级参数, 之后运用 MHD 程序模拟特定电流下, 不同初始条件下的等离子体状态随时间的变化, 获得不同初始条件下的等离子体状态参数. 应用 MHD 模型实现毛细管放电等离子体 Z 箍缩过程的模拟, 可以计算出 Z 箍缩过程中等离子体状态 (电子密度 N_e 、电子温度 T_e 、离子密度 N_i 、类氩 (Ar^{8+}) 离子丰度等) 随时间和空间的变化^[13]. 将上述等离子体状态参数代入整个分析模型中, 即可以求得 69.8 nm 激光增益系数沿毛细管径向上的分布情况, 并建立起等离子体参数和毛细管放电装置中的初始气压、主脉冲电流等参数与增益系数的直观关系.

3 理论计算结果与分析

理论计算时, 首先结合 COWAN 程序得到对应能级的能级差、自发辐射系数、振子强度等参数, 分别代入 (2) 和 (3) 式求得对应能级跃迁的激发速率系数和消激发速率系数. 然后将计算所得的参数代入速率方程 (1) 中, 计算不同的电子温度和电子密度下 46.9 nm 和 69.8 nm 激光相对增益系数的变化情况.

电子温度为 200 eV 时, 计算所得的 46.9 nm 激光和 69.8 nm 激光的相对增益系数随着电子密度的变化情况如图 2 所示. 从图 2 可以看出, 理论计算获得的 46.9 nm 激光的相对增益系数高于 69.8 nm 激光的相对增益系数. 同时, 46.9 nm 激光的相对增益系数在电子密度为 10^{18} — 10^{20} 范围内具有一个较大的值, 而 69.8 nm 激光在电子密度为 5×10^{18} — 5×10^{19} 范围内相对增益系数较大, 其范围相比 46.9 nm 激光要小. 在较高的电子密度下, 69.8 nm 激光的相对增益系数迅速减小. 这一结果与 Kim 小组^[7]的计算结果一致.

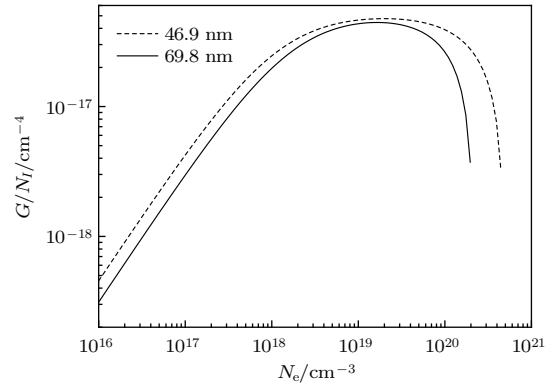


图 2 电子温度 200 eV 时 46.9 nm 和 69.8 nm 激光相对离子密度的增益系数与电子密度的关系

Fig. 2. Gain coefficients per ion density of 46.9 nm and 69.8 nm laser as a function of electron density for given electron temperature $T_e = 200$ eV.

此外, 我们还计算了不同的电子温度对 69.8 nm 激光相对增益系数变化的影响, 如图 3 所示. 69.8 nm 激光的相对增益系数最大值随着电子温度的升高而逐渐变大, 同时相对增益系数较大的电子密度值也随着电子温度的增加而增加. 但是随着电子温度的增高, 相对增益系数的增大趋势逐渐降低. 如图 3 所示, 在电子温度从 200 eV 增加到 300 eV 时, 相对增益系数增加较小, 同时在电子密度较低的范围, 相对增益系数基本一致. 综合图 2 和图 3 的理论计算结果, 可以发现相同的电子密度条件下, 较高的电子温度有利于增加 69.8 nm 激光的相对增益系数; 在相同的电子温度条件下, 存在对应最大的 69.8 nm 激光相对增益系数的最佳的电子密度. 由于实验上很难测得产生激光时的等离子体的电子温度和电子密度, 因此通过电子密度和电子温度的变化不容易确定产生 69.8 nm 激光的最佳实验条件.

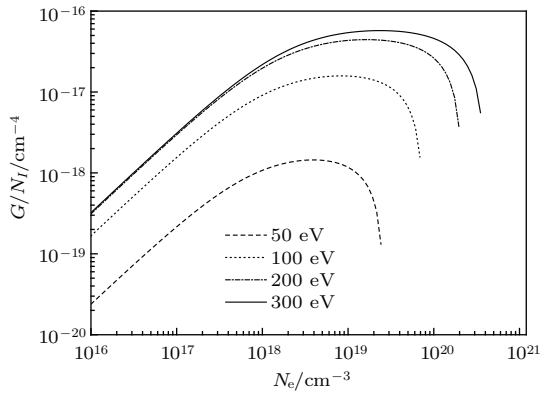


图3 不同电子温度下 69.8 nm 激光相对离子密度的增益系数与电子密度的关系

Fig. 3. Gain coefficients per ion density of 69.8 nm laser as a function of electron density for different electron temperatures.

在此基础上, 结合 MHD 程序的理论计算结果, 利用该模型计算了毛细管内 Ar 气的初始气压与 69.8 nm 激光增益系数的关系, 为确定 69.8 nm 激光的最佳实验条件提供理论支持, 使得理论分析可以直接与实验结果建立关系. MHD 程序能够计算出在特定主脉冲电流和初始气压下等离子体的电子温度、电子密度、离子密度、Ar⁸⁺ 离子的相对丰度值在径向上的分布情况. 再根据相对增益系数的理论模型, 可以确定等离子体压缩到最小半径时, 不同初始气压下, 69.8 nm 激光在毛细管径向上的增益系数分布情况. 其中理论计算所用主脉冲电流与实验中的主脉冲电流一致, 如图 4 所示, 幅值约为 12 kA, 上升时间 32 ns.

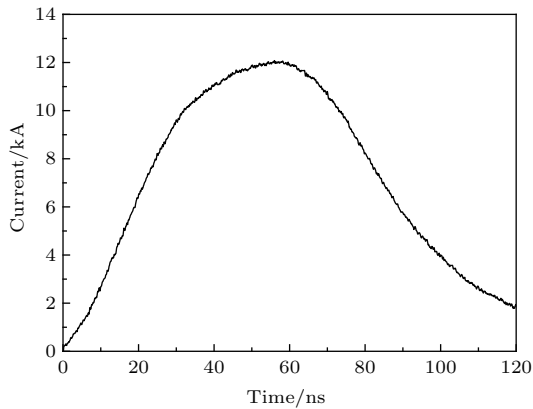


图4 主脉冲电流波形

Fig. 4. Current waveform of the main pulse.

图 5 为毛细管中不同初始气压下 69.8 nm 激光增益系数在等离子体柱径向上的分布情况. 从图 5 可以看出, 当初始气压在 10—20 Pa 范围内变

化时, 增益系数分布情况有着明显的不同. 从图 5 (a) 可见: 初始气压在 10—14 Pa 时, 增益系数在半径 0.2—0.25 mm 区域存在极值, 且增益系数最大值为 0.3 cm⁻¹ 附近, 轴心处增益系数很小. 在 12 Pa 时增益系数极值达到 0.32 cm⁻¹, 而在 14 Pa 时增益系数极值为 0.31 cm⁻¹, 与 12 Pa 时的值相比稍有下降. 从图 5 (b) 可见: 当初始气压在 16—20 Pa 时, 增益系数极值在 0.25 cm⁻¹ 左右, 对应的等离子体柱半径约为 0.25 mm; 随着气压的增加, 增益系数的变化更加平坦, 靠近轴心处增益系数随气压的增大而逐渐变大; 在初始气压从 16 Pa 增加到 20 Pa 的过程中, 增益系数极值逐渐降低. 因此, 在初始气压为 12—14 Pa 时增益系数极值最大, 此时等离子体增益介质对 69.8 nm 激光的放大作用最强, 有利于获得更高能量的 69.8 nm 激光. 通过理论模拟可以确定初始气压与增益系数之间的关系, 为实验上选择初始气压、分析实验数据奠定理论基础.

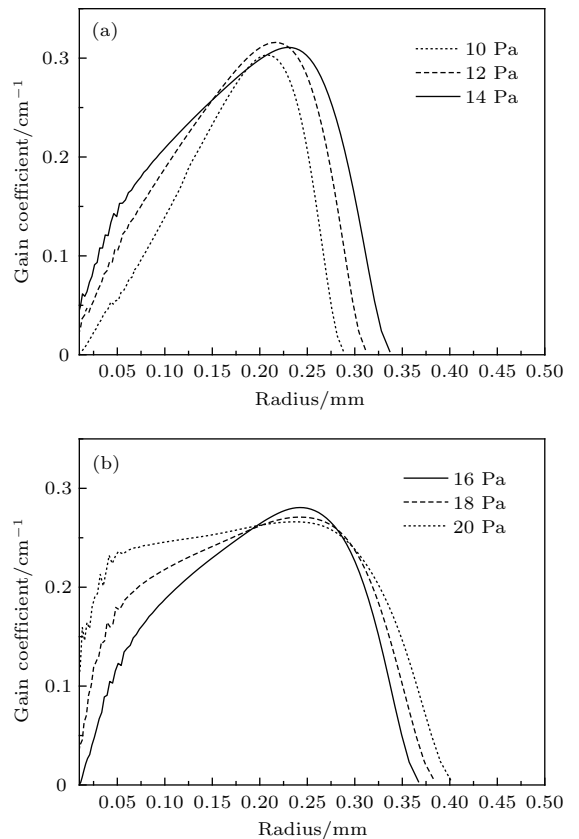


图5 不同初始气压下增益系数在径向上的分布 (a) 初始气压 10—14 Pa; (b) 初始气压 16—20 Pa

Fig. 5. Gain coefficients as a function of radius for different initial pressure: (a) Initial pressure at 10—14 Pa; (b) initial pressure at 16—20 Pa.

4 实验结果与分析

在此基础上开展了 69.8 nm 激光强度与初始气压关系的实验, 并且测量了实验中的 69.8 nm 激光的增益系数. 应用的实验设备主要由高压脉冲产生部分、Blumlein 传输线及主开关部分、毛细管放电部分和激光检测等部分构成 [5,11,14]. 高压脉冲产生部分由 Marx 发生器构成, 高压直流电源来给 Marx 发生器充电, Marx 发生器放电时可产生 200—300 kV 的高压脉冲; Blumlein 传输线对高压脉冲实现压缩整形, 同时气体主开关用于控制 Blumlein 传输线对毛细管中等离子体的放电时刻; 毛细管中的等离子体为产生类氩氩 69.8 nm 激光的增益介质, 陶瓷毛细管的长度为 35 cm、内径为 3.2 mm, 其中的氩气气压可以通过精密充气阀进行改变; 激光检测部分采用掠入射的软 X 射线罗兰圆光谱仪 (McPherson 248/310) 连接电荷耦合器件 (Andor Do420-BN-995) 对等离子体辐射的光谱进行记录, 软 X 射线罗兰圆光谱仪采用 600 lines/mm 的光栅, 谱仪中心波长可调, 以观测不同波长范围内的光谱信息.

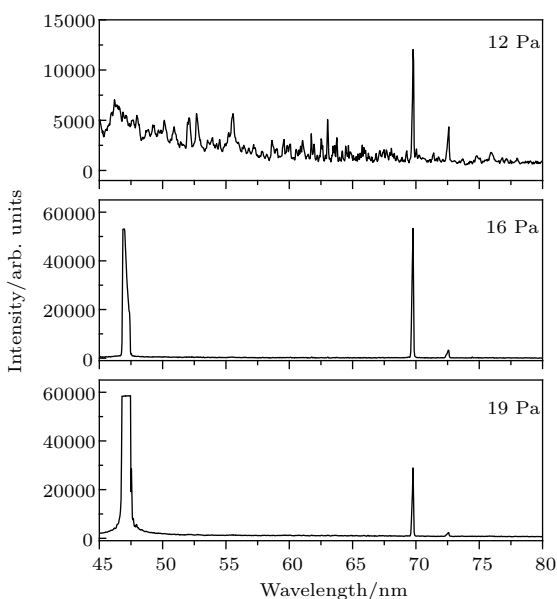


图6 不同气压下等离子体的轴向辐射光谱
Fig. 6. Time-integrated axial emission spectra obtained under different initial Ar pressures.

在谱仪中心波长 65 nm 的情况下, 测量了 3 个初始气压下 69.8 nm 激光的输出, 其光谱如图 6 所示. 从图 6 可以看出, 当气压在 16 Pa 时, 69.8 nm 激光输出最强. 为了研究初始气压对 69.8 nm 激光

幅值的影响, 改变初始气压测量了 69.8 nm 激光谱线强度的变化, 其结果如图 7 所示. 从图 7 中可以看出 69.8 nm 激光的最佳初始气压在 16 Pa 附近, 与 12—14 Pa 时增益系数最大的理论计算结果相近. 此外理论计算得到在 10—14 Pa 范围内增益系数的极值随气压增加而增加, 在 16—20 Pa 范围内增益系数的极值随气压增加而减小. 该规律与图 7 中随着气压的增加激光光强先增加后减小的规律一致. 而且根据参考文献 [14] 的方法对增益系数进行了测量, 采用可移动电极的方式改变毛细管中增益介质长度, 分别为 21, 25, 29 和 33 cm, 记录激光强度非线性增长, 最后利用 Linford 公式拟合曲线, 获得增益系数为 0.4 cm^{-1} , 也与我们理论计算的增益系数最大值 0.32 cm^{-1} 相近.

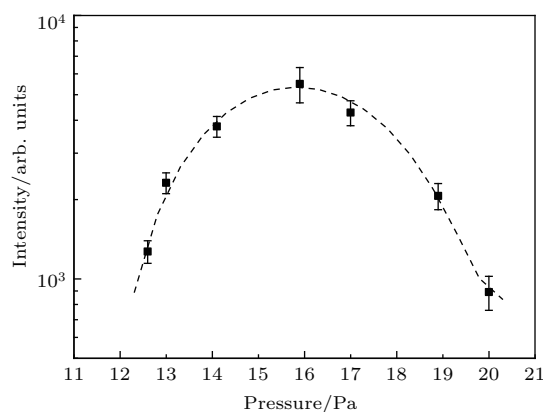


图7 激光强度随着初始气压的关系

Fig. 7. Laser intensity as a function of initial pressure.

5 结 论

本文建立了类氩氩 69.8 nm 激光的增益系数的理论计算模型, 通过求解速率方程, 利用 MHD 程序理论计算了等离子体相关参数的径向分布, 实现了毛细管中类氩氩 69.8 nm 激光的增益系数径向分布的理论模拟. 并利用理论模拟结果分析确定了增益系数随着初始气压变化的规律. 在实验上, 测量了 35 cm 长毛细管在不同初始气压下的 69.8 nm 激光强度, 确定了初始气压为 16 Pa 时, 69.8 nm 激光强度最大, 测量得到在最佳条件下的增益系数为 0.4 cm^{-1} . 实验结果与理论结果相比, 最佳气压范围相差 2 Pa 左右, 增益系数相差小于 0.1 cm^{-1} . 理论计算获得的初始气压与增益系数的变化规律与实验上激光光强随初始气压变化的规律一致. 在

此基础上, 今后将利用该模型分析其他因素对于 69.8 nm 激光强度、激光空间特性的影响; 同时将在理论和实验上研究毛细管内径、主脉冲电流波形等其他参数对 69.8 nm 激光增益的影响, 以获得更强的激光输出. 现阶段对于类氦氩 69.8 nm 激光的理论研究的工作还较少, 因此本文建立的理论分析模型可以对提高激光强度和改善激光空间特性等方面的研究提供帮助.

参考文献

- [1] Matthews D L, Hagelstein P L, Rosen M D, Eckart M J, Ceglio N M, Hazi A U, Meddecki H, Macgowan B J, Trebes J E, Whitten B L 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 110
- [2] Rocca J J, Shlyaptsev V, Tomasel F G, Cortazar O D, Hartshorn D, Chilla J L 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2192
- [3] Tomasel F G, Rocca J J, Shlyaptsev V N, Macchietto C D 1997 *Phys. Rev. A* **55** 1437
- [4] Frati M, Seminario M, Rocca J J 2000 *Opt. Lett.* **25** 1022
- [5] Zhao Y P, Jiang S, Xie Y, Yang D W, Teng S P, Chen D Y, Wang Q 2011 *Opt. Lett.* **36** 3458
- [6] Moreno C H, Marconi M C, Shlyaptsev V N, Benware B R, Macchietto C D, Chilla J L A, Rocca J J 1998 *Phys. Rev. A* **58** 1509
- [7] Kim D E, Kim D S, Osterheld A L 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 5862
- [8] Kukhlevsky S V, Ritucci A, Kozma I Z, Kaiser J, Shlyaptseva A, Tomassetti G, Samek O 2002 *Contrib. Plasm. Phys.* **42** 109
- [9] Lan K, Zhang Y Q, Zheng W D 1999 *Phys. Plasma* **6** 4343
- [10] Zheng W D, Peng H M 2002 *High Pow. Laser Par. Beams* **14** 1 (in Chinese) [郑无敌, 彭惠民 2002 强激光与粒子束 **14** 1]
- [11] Zhao Y P, Liu T, Jiang S, Cui H Y, Ding Y J, Li L B 2016 *Appl. Phys. B* **122** 107
- [12] Elton R C (translated by Fan P Z) 1996 *X-Ray Lasers* (Beijing: Science Press) pp21–25 (in Chinese) [埃尔顿著 (范品忠译) 1996 X射线激光(北京: 科学出版社) 第21—25页]
- [13] Jiang S, Zhao Y P, Cui H Y, Li L B, Ding Y J, Zhang W H, Li W 2015 *Contrib. Plasma Phys.* **55** 570
- [14] Zhao Y P, Liu T, Zhang W H, Li W, Cui H Y 2016 *Opt. Lett.* **41** 3779

Characteristics of gain in Ne-like Ar 69.8 nm laser pumped by capillary discharge*

Liu Tao¹⁾²⁾ Zhao Yong-Peng^{1)†} Ding Yu-Jie¹⁾ Li Xiao-Qiang¹⁾
Cui Huai-Yu¹⁾ Jiang Shan¹⁾

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

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

(Received 13 February 2017; revised manuscript received 23 May 2017)

Abstract

In this paper, the theoretical calculation model of the gain coefficient of Ne-like Ar 69.8 nm laser is established. With the collisional-radiative model, the rate equations for the 46.9 nm and 69.8 nm lasers are built by considering the 4 levels of the $2s2p^6\ ^1S_0$, $2p^53p\ ^1S_0$, $2p^53p\ ^3P_2$, and $2p^53s\ ^1P_1$. The gain coefficients per ion density of 46.9 nm and 69.8 nm lasers are calculated on the basis of the rate equations. The results show that the 46.9 nm laser has potential of higher gain than the 69.8 nm laser at an electron temperature of 200 eV. The gain coefficients per ion density at different electron temperatures are also calculated. Under the same electron density, the higher electron temperature is favorable for increasing the gain coefficients per ion density of the 69.8 nm laser. Meanwhile there is also an optimal electron density corresponding to the maximum gain coefficient per ion density of the 69.8 nm laser at a given electron temperature. Then a one-dimensional cylindrical symmetry Lagrangian magneto-hydrodynamics (MHD) code is utilized to simulate the Z-pinch process. The radial distributions of the electron temperatures, the electron densities and the Ne-like Ar ion densities are calculated with the MHD code at the different initial pressures. According to the rate equations for the 69.8 nm laser and the simulation results of the MHD code, the gain coefficient distribution of 69.8 nm laser in the radial direction of the plasma can be determined when the plasma is compressed to a minimum radius. According to the experimental parameters, the maximum gain coefficient of 69.8 nm laser is calculated to be $0.32\ \text{cm}^{-1}$ when the main pulse current is 12 kA. The relationship between the radial distribution of gain coefficient of 69.8 nm laser and the initial pressure is also simulated. The theoretical results show that the optimal initial pressure is in a range of 12–14 Pa, in which the amplitude of gain coefficient is maximum. The experiments about 69.8 nm laser are conducted with Al_2O_3 capillary which has an inner diameter of 3.2 mm and a length of 35 cm. A main current of 12 kA with a rise time of 32 ns is produced by the main pulse generator, which consists of a Marx generator and a Blumlein line filled with de-ionized water. The Blumlein line is pulse-charged by a ten-stage Marx generator and discharges through the capillary by a self-breakdown main switch pressurized with N_2 gas. To reduce the amplitude of main current, we reduce the charging voltage of the Marx generator and increase the conducting inductance of the main switch. Prior to the operation of the main current pulse, the capillary filled with Ar is pre-discharged by a current of ~ 20 A. The 69.8 nm laser intensity as a function of initial pressure is measured by a 1-m grazing incidence Rowland spectrograph. The experimental results show that the optimum pressure is 16 Pa which is similar to the theoretical result. In addition, the gain coefficient ($0.4\ \text{cm}^{-1}$) measured in experiment is slightly higher than that ($0.32\ \text{cm}^{-1}$) of the theoretical calculation.

Keywords: capillary discharge, 69.8 nm laser, rate equation, gain coefficient

PACS: 52.70.La, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.66.155201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61275139).

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