

激光等离子体诊断用微微秒紫外 高功率激光脉冲的产生*

滕 永 禄

(中国科学院上海光机所)

提要: 氙灯泵浦的可调谐染料激光器锁模脉冲用 XeCl 准分子激光器泵浦的三级染料激光放大器放大后,经倍频再用 XeCl 准分子激光器放大,在 308 毫微米处获得了微微秒高功率激光脉冲输出,其峰值功率可达 500 兆瓦,功率净增益为 200。

Generation of UV picosecond high power laser pulses for laser-produced plasma diagnosis

Teng Yunlu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: Mode-locked pulses generated by a tunable flashlamp-pumped dye laser was amplified in three stages of dye laser amplifiers pumped by the XeCl excimer laser, using another XeCl excimer laser to amplify the frequency-doubled pulses, picosecond high power laser pulses were obtained at 308 nm with a peak power of 500 MW, and the net power gain is 200.

在激光核聚变实验中,由于激光等离子体相互作用发生在空域为几百微米、时间为毫微秒和亚毫微秒范围,因此,为了研究冕区等离子体特性和相互作用动力学效应,需要采用具有高时间分辨和高空间分辨的诊断技术。由于在稠密的等离子体中很陡的密度梯度,将导致探测激光束强烈折射,折射角的大小与探测光波长平方成正比。因此,以采用较短波长的探测光束为宜。此外,应尽可能提高探测光束的功率,以便可用多种方法,诸如阴影法、波前剪切干涉法和法拉第旋转法等获得冕区等离子体中密度的不连续性、电子密度剖面^[1~3]、冲击波和动力学特性^[4]以及自生磁场^[5,6]等多种信息。

本文主要报导用于激光等离子体诊断的紫外微微秒高功率激光脉冲的产生、实验结果及其它方面的可能应用。采用锁模染料激光器作为振荡器的优点在于它能产生 3~10 微微秒宽度的超短脉冲,其单脉冲能量为 2~10 微焦耳,可直接用于阴影照相^[7]。用激光泵浦的染料激光放大器可以进一步放大,同时,利用染料激光器的可调谐特性可以很容易地将其输出准确地调谐到 616 毫微米处,倍频后刚好落在 XeCl 准分子激光器的最大增益带宽中心,经单程或双程放大后,可获得波长为 308 毫微米,带宽 0.2 毫微米,脉宽小

* 本工作是在西德量子光学所进行的。

收稿日期:1981年12月14日。

于 10 微微秒, 能量为几毫焦耳的紫外激光单一脉冲输出。该装置的另一个优点是探测用激光波长不与激光等离子体非线性相互作用所产生的谐波相重合, 因而可使被观察的现象容易分离出来; 由于单色性好, 采用窄带滤波方法可有效地抑制等离子体本身的自发光及背景光, 以获得清晰成象。同时, 探测系统与主激光系统分开, 可以独立地进行调整和实验, 以减少主激光系统的运行次数, 这对于诊断技术是十分必要的。

实验装置如图 1 所示。染料激光振荡器的激活介质通过长为 20 厘米, 内径 5 毫米, 两端具有布鲁斯特角窗口的石英管循环, 用两只直管氙灯双椭圆柱聚光腔泵浦。每只氙灯用 1 微法的低感电容器供电, 充电电压最高为 20 千伏。闪光脉冲宽度 (FWHM) 为 1.5 微秒, 锁模脉冲系列包迹全宽度为 1 微秒。谐振腔是由凹面反射镜 ($r=2$ 米) 和带劈角的平面反射镜组成的, 反射率分别为 100% 及 60%, 腔长为 0.7 米。被动锁模的饱和吸收染料为 DODCI 的乙醇溶液, 浓度为 5×10^{-5} 克分子/升, 置于 1 毫米厚的染料盒内并与凹面反射镜直接光学接触。激光波长用一薄型标准具 (间距为 15 微米, 反射率为 60%) 调谐。图中还示出了 He-Ne 激光经扩束后用来调整谐振腔、放大、倍频及靶探测等光路。

为了使振荡器在 616 毫微米有较强的输出, 选择若丹明 6G 与若丹明 B 的混合乙醇溶液作激活介质 (若丹明 6G 浓度为 2×10^{-4} 克分子/升, 占 80%, 若丹明 B 浓度为 $1 \times$

10^{-4} 克分子/升, 占 20%, 混合溶液总容量为 2 立升)。由振荡器输出后, 再用 XeCl 准分子激光泵浦的三级染料放大器放大, 放大介质为若丹明 B 的乙醇溶液, 在 616 毫微米处, 其浓度对最大信号增益是最佳的; 分别第一级为 2.5×10^{-4} 克分子/升, 第二、三级为 1.5×10^{-4} 克分子/升。三级放大器均使用石英液槽, 其尺寸为 $8 \times 15 \times 30$ 及 $15 \times 20 \times 40$ 毫米。液槽端面 5° 斜置, 以避免光学反馈。三级放大器均用微型泵使染料循环, 以减少热效应。每级放大器均装在三维坐标调整架上, 以便精确调整其位置。此外, 为了消除自发辐射放大及充分利用放大介质, 在放大级间适当插入光阑、透镜及饱和吸收体 (图中未画出)。为了获得最佳放大及高质量光束, 需要仔细匹配进入放大器中的信号光束和泵浦光束的几何形状及位置。

由第三级染料放大器输出的光束, 再用 ADP 晶体将 616 毫微米的锁模脉冲转变为 308 毫微米的紫外辐射。ADP 晶体装在垂直与水平两个方向角度可调的调整架上, 两端各置一柱面镜以提高倍频效率。UG5 与 UG11 为滤光片, 在 308 毫微米处透过率为 90% 以上。倍频输出的 308 毫微米脉冲序列, 引到 XeCl 放大器中, 视需要可做单程或双程放大, 经选脉冲后即可得到单一的高功率脉冲。

泵浦与放大用的 XeCl 激光器是用 Lambda Physik 公司生产的 100 系列激光器修改而成的。使用不同气体, 激光波长可在 0.16 至 10.6 微米之间选择。XeCl 作为振荡器用时, 脉冲能量为 150~300 毫焦耳, 光束口径为 20×30 毫米, 脉冲峰值功率为 9~20 兆瓦, 脉冲重复率为 0.1~5 赫, 脉冲宽度 (FWHM) 为 20 毫微秒, 发散角 2 毫弧度 (垂直) \times 4 毫弧度 (水平), HCl、Xe、Ne 混合气体总气压为 3.2 大气压。

各级信号的产生、放大与同步是用多路延时触发装置控制的。由于 XeCl 激光器的

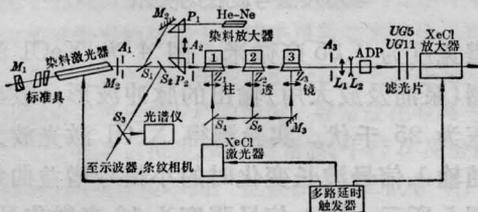


图 1 实验装置示意图

A—光阑; L—透镜; M—反射镜; P—直角棱镜;
S—分束镜; Z—柱透镜

脉宽为 20 毫微秒, 而染料激光器输出之锁模脉冲序列宽度为 1 微秒, 所以, 两者可很容易地调到最佳延时, 以获得最大输出, 而两台 XeCl 激光器之间的触发抖动时间 ≤ 1 毫微秒, 也不难做到。

为了获得稳定的单一锁模脉冲序列, 染料激光振荡器在略高于阈值条件下操作, 大部分实验是在 15 千伏泵浦电压下进行的。用 XA-1002 双平面光电二极管接收, Tektronix 7834 示波器显示。用 IMACON675 条纹照相机测量脉冲宽度 ≤ 10 微微秒(扫描速度为 30 微微秒/毫米)。输出波长可在 590~630 毫微米之间调谐, 增加若丹明 6G 或若丹明 B 的含量百分比, 输出波长将向短波或长波方向移动。在 616 毫微米处, 以若丹明 6G: 若丹明 B=4:1 为宜。输出脉冲序列能量为 5 毫焦耳。用 OSA2 米光栅光谱仪及光学数字多道分析仪测得光谱宽度 ≤ 0.3 毫微米。染料激光器在 615~617 毫微米范围内调谐时(这里仅需要 616 毫微米的输出), 其输出谱线的变化如图 2 所示, 以 N_2 光谱线作为参照谱线。

由染料激光振荡器输出的锁模脉冲序列经 XeCl 激光器泵浦的三级染料激光放大器放大后, 输出脉冲宽度为 20 毫微秒(FWHM), 仅含有 5 个脉冲。经 ADP 晶体倍频后变为 308 毫微米激光。最后再用 XeCl 激光放大器放大, 其输出波形如图 3 所示, 输出能量为 25 毫焦耳, 单脉冲能量最大可达 8 毫焦耳,

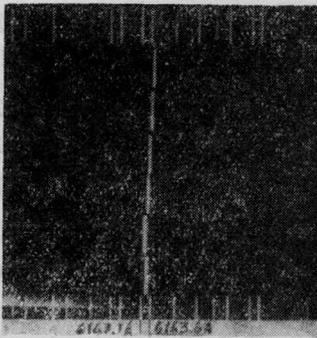


图 2 锁模染料激光器用标准具调谐时输出谱线的变化

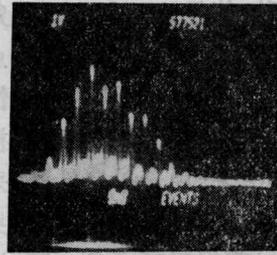


图 3 经 XeCl 激光放大后的脉冲波形 (5 毫微秒/格)

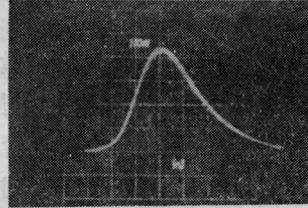


图 4 泵浦及放大用的 XeCl 激光脉冲波形 (5 毫微秒/格)

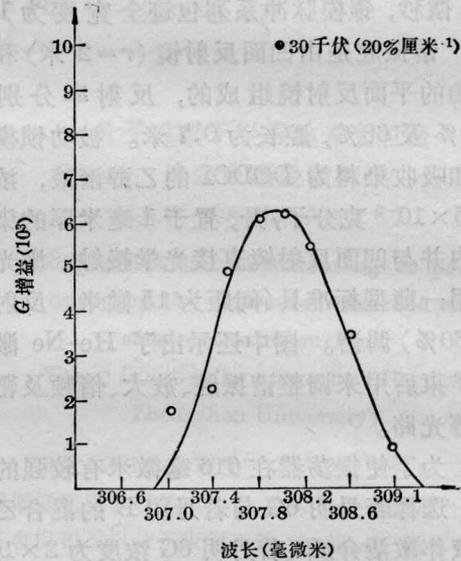


图 5 XeCl 激光放大器小信号增益与输入信号波长的关系

光谱宽度为 0.35 毫微米。图 4 为 XeCl 激光器(泵浦及放大用)输出的脉冲波形, 放电电压为 25 千伏。实验测得 XeCl 激光放大器随输入信号波长变化时的小信号增益曲线如图 5 所示。输入信号强度为 10 毫微焦耳/脉冲, 放大器前置放 $\phi 4$ 毫米光阑, 当放电电

(下转第 625 页)

四、银粒子后向散射与反射再现现象的形成

在“再现现象的数学分析”一节中我们已经求得了反射象点的几何坐标，下面从全息干板上银粒子后向相干散射光波的迭加来说明反射再现现象的形成，并由此导出反射成象方位及其变化情况。设物光 O 、参考光 R 、再现光 C 均为平行光，记录时设如图 5，这时 H 平面形成一维光栅条纹，其间距为

$$d = \frac{\lambda_1}{\sin \theta} \quad (12)$$

λ_1 为记录波长。

反射再现设如图 6，再现光波长为 λ_2 ，1、2 为入射光，1'、2' 为散射光，散射后两光线光程差变为

$$AD - BC = d(\sin \theta_2 - \sin \theta_1) \quad (13)$$

散射光衍射极强方向由下式决定：

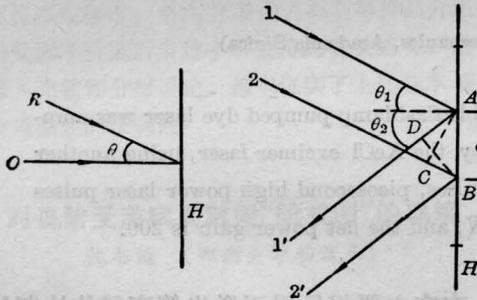


图 5

图 6

(上接第 628 页)

压为 23 千伏及 30 千伏时，在波长 308 毫微米处，增益分别为 6×10^3 及 9×10^3 ，增益曲线宽度(FWHM)为 1.2 毫微米。如假定放大后的脉冲宽度无变化，则输出脉冲的峰值功率为 500 兆瓦，而输入脉冲峰值功率为 2.5 兆瓦，净功率增益为 200。

为了提高放大增益并充分利用 $XeCl$ 激光器的有效截面，各级之间口径应匹配并可适当提高工作电压，获得紫外单脉冲，脉宽小于 10 微微秒，能量大于 10 毫焦耳是容易实现的。如有必要还可进行双程放大，在放大

$$d(\sin \theta_2 - \sin \theta_1) = n\lambda_2 \quad (14)$$

以上两式中 θ_1 为再现光入射角； θ_2 为散射角； n 为整数。

当 $n=0$ 时，得 $\theta_2 = \theta_1$ ，即最大极强方向为 H 的镜面反射方向；当 $n = +1, -1$ 时，分别对应形成反射实象和反射虚象的方向(参见图 3)。

对反射实象，有

$$d(\sin \theta_2 - \sin \theta_1) = \lambda_2$$

所以
$$\sin \theta_2 = \sin \theta_1 + \frac{\lambda_2}{d} \quad (15)$$

对反射虚象，有

$$d(\sin \theta_2 - \sin \theta_1) = -\lambda_2$$

所以
$$\sin \theta_2 = \sin \theta_1 - \frac{\lambda_2}{d} \quad (16)$$

可见反射实象和反射虚象分居于镜面反射光($\theta_2 = \theta_1$)两侧。

代入(12)式，对反射实象可得

$$\sin \theta_2 = \sin \theta_1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \sin \theta \quad (17)$$

对反射虚象可得

$$\sin \theta_2 = \sin \theta_1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \sin \theta \quad (18)$$

可见当入射方向 θ_1 发生变化(全息片旋转)时，反射成象方位 θ_2 亦随之发生变化，而且二者的变化趋势是一致的。

参 考 文 献

- [1] 吕良晓;《山东大学学报》, 1980, No. 1, 72.
- [2] R. S. Sirghi; *Optica Acta*, 1974, 21, No. 1, 75~76.

光路之间加隔离措施以抑制自发辐射放大。

参 考 文 献

- [1] A. Raven, O. Willi; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, 43, 278~282.
 - [2] R. Fedosejevs et al.; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, 43, 1664~1667.
 - [3] R. Benattar, C. Popovics; *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 45, 1108~1111.
 - [4] S. Ariga et al.; *Z. Naturforsch.*, 1976, 31a, 697.
 - [5] J. A. Stamper et al.; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 40, 1177~1181.
 - [6] A. Raven et al.; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 41, 554.
 - [7] Yung-lu Teng et al.; Laboratory Report PLF41, MBI für Quantenoptik, D-8046, Garching, 1980.
- 滕永禄等;《光学学报》,(待发表)。