

紫外可调频准分子激光系统

马树森 胡雪金 姚永邦 善新新 蔡小鸿 姚国洪*

(中国科学院安徽光机所)

提要: 报道一种结构简单的紫外可调频放电泵浦准分子激光系统, 只用一个火花隙控制两台准分子激光器实现了振荡放大。在 XeCl(中心波长 308 毫微米) 谱区实现了调频输出, 单脉冲能量 11 毫焦耳, 带宽 0.07 毫微米, 束散角约为 0.2 毫弧度。

A tunable UV excimer laser system

Ma Shusen, Hu Xuejin, Yao Yongbang, Shan Xinxin, Cai Xiaohong, Yao Guohong

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

Abstract: A simple tunable UV light pumped by discharge laser system has been established. The synchronous operation of the oscillation and the amplification of two excimer lasers has been performed by using one spark gap. The tunable XeCl laser system with a single pulse energy of 11 mJ, spectral bandwidth of 0.07 nm and divergence of 0.2 mrad have been obtained.

引 言

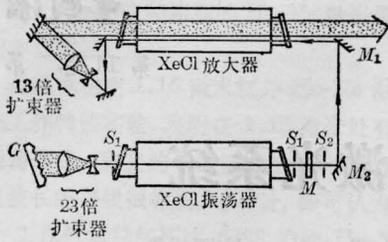
近来高单色亮度的紫外可调谐准分子激光器的研究又获得了新进展, 有的已达到相当高的水平^[1,2]。然而这些紫外可调谐系统结构比较复杂, 价格昂贵, 均需采用较贵的闸流管作为快速开关元件。我们研制了一种结构简单、价格低廉的紫外可调谐准分子激光振荡放大系统, 只用一个普通火花隙作为快速开关元件控制两台准分子激光器, 在 XeCl(中心波长 308 毫微米) 谱区使用色散腔已获得单线调频输出。与单台器件相比, 虽然单脉冲能量有降低, 但单色亮度提高了约 2 个数量级。

系统的结构与性能

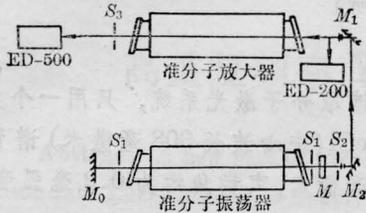
实验装置如图 1(a) 所示。振荡器腔内两端放置直径 3 毫米的小圆孔 S_1 ; 放大倍率为 23 倍的扩束器由 $f_1 = -7$ 毫米、 $f_2 = 165$ 毫米的两块石英透镜组成。G 是 1200 条/毫米的平面光栅, M 是一块反射率 70% 的介质膜片, 作为输出耦合窗。为了防止振荡器和放大器自激振荡, 石英窗片全部调斜。由振荡器输出的单色光按图示光路二次通过放大器放大。一次放大后的光经 13 倍的扩束器再由放大器第二次放大。这样既提高了输

收稿日期: 1983 年 7 月 20 日。

* 参加本工作的还有秦玉英、刘可鹤、张毅、蔡连新、李光玲等同志。



(a) 调频放大系统装置图



(b) 改变振荡-放大系统光程图

图 1

出能量和效率，也改善了光束的方向性。在图 1(b)中改变 M_1 、 M_2 ，就得到了进入放大器的信号光程的改变，从而测量和研究了延迟时间、小信号增益和这些参数之间的关系。

图 2 是该系统的电学原理图。两台激光器共用一个火花隙。从图中可知，两台器件加上高压后，当火花隙导通时，贮在 C_1 、 C_2 内的能量只能各行其道通过器件放电，保证了整个系统的正常运转。为使两器件稳定输出，要求放电网路的阻抗尽可能小，两台激光器各种元部件基本相同。电极间距为 2 厘米，从振荡放大系统研究的实验中获得了光延迟时间的最佳值，实验证明火花隙和腔内放电等离子体的抖动在最佳延迟时间附近对振荡放输

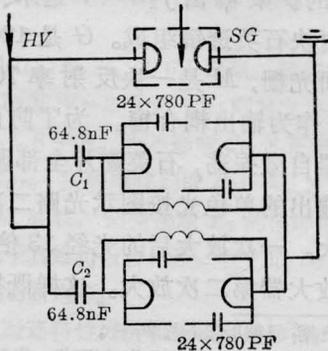


图 2 调频放大系统电学原理图

出无显著影响。因为信号处于放大的增益脉宽的近似平坦区内，所以单程增益比较稳定。

图 3 所示的是调频谱图。上面两组是调频放大后的单线输出，分别为 308.012 毫微米、308.262 毫微米，下组是没有调频的 XeCl 激光输出谱。本实验用东德 Carlzeiss 2 米光栅摄谱仪摄谱。标尺该仪器固有，每格 1 毫微米。测得调频后线宽为 0.07 毫微米。用 Gentec ED-200 能量计测得单线最高单脉冲能量为 11 毫焦耳。用 $f=1000$ 毫米的石英透镜测得束散角为 0.2 毫弧度。图 4 给出的是 XeCl 谱线的黑度曲线，上面一组是未调频的曲线，下组是调频后单线输出黑度曲线。

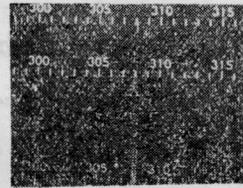


图 3 XeCl 调频谱图

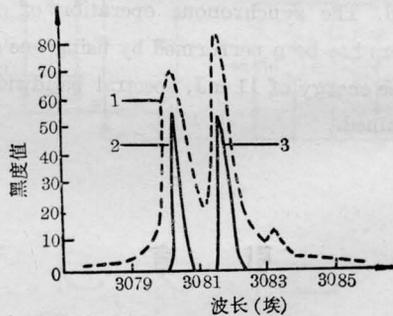


图 4 XeCl 谱图的黑度曲线

1—振荡输出谱；2、3—选频输出谱

在振荡放大系统的研究中，获得 4000 倍的单程小信号增益。示于图 5 的是单程增益与信号大小之间的关系。当信号光在 8×10^{-4} 毫焦耳时，获得最大放大倍数为 4000。随着信号的增强曲线急速下降，说明增益趋向饱和。此时的增益系数 α 由下式很容易求出：

$$G = e^{-\alpha l} \quad (1)$$

这里 $G=4000$ ， $l=72$ 厘米，求得 $\alpha = -0.11$ 厘米 $^{-1}$ 。由于增益系数 α 与粒子数反转密度

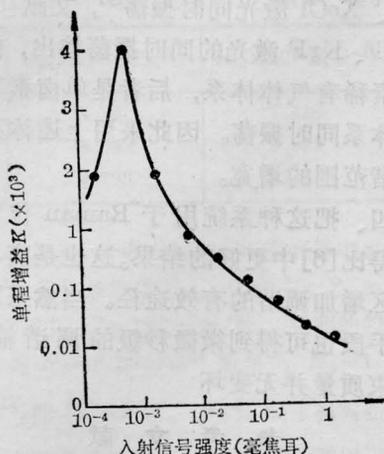


图5 单程增益与入射信号的关系

混合气体比: $\text{HCl}:\text{Xe}:\text{He}=0.4:0.6:99$; $P_{\text{总}}=2.5$ 大气压; 工作电压 $V=30$ 千伏; 延迟时间 $\Delta t=6.2$ 毫微秒

Δn 成正比, 因此由下式可以得到在最佳增益时的反转粒子数密度:

$$\Delta n = \frac{8\pi\nu^2}{c^2} \alpha \tau \Delta\nu \quad (2)$$

这里 c 为光速; ν 为跃迁频率; τ 为上能级自发辐射寿命; $\Delta\nu$ 为线宽。

延迟时间与单程增益之间的关系示于图6。从图中我们观察到增益最佳值是在延迟时间 12 毫微秒时获得, 此时激光输出比较稳定。如果继续改变图 1(b) 中 M_1 、 M_2 的位置, 使光程拉长, 光延迟时间达到 36 毫微秒时, 结果激光输出则不稳定, 这是因为抖动时间使得信号脉宽不能完全落在放大器增益脉

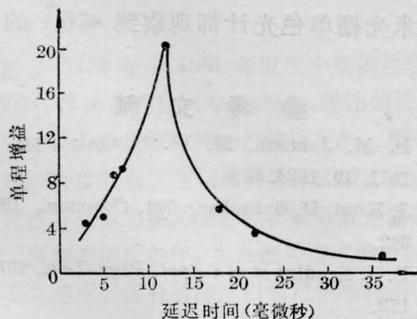


图6 单程增益与延迟时间的关系

混合气体比: $\text{HCl}:\text{Xe}:\text{He}=0.5:1:98.5$; $P_{\text{总}}=2$ 大气压; 工作电压 $V=28$ 千伏

宽里的原故。入射信号处在放大器增益脉宽的边缘, 上面所谈及的抖动时间的影响在这里就显得比较突出。在延迟时间为 6.5 毫微秒时, 信号大小与放大输出能量之间的关系如图 7 所示。可以看出随着信号增强输出能量明显提高。要指出的是该输出能量只是从放大器的大约 1/3 激活体积中提取的(进行振荡系统研究时没有加 13 倍扩束器, 信号一次经过放大器)。因此, 采用适当的扩束系统, 充分利用激活体积, 使放大器输出的能量达到作为单台振荡器运输时输出能量是可能的, 并且方向性能够明显变好。

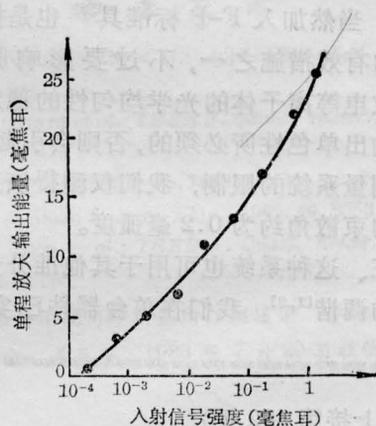


图7 放大输出能量与信号大小的关系

混合气压比: $\text{HCl}:\text{Xe}:\text{He}=0.4:0.6:99$; $P_{\text{总}}=2.5$ 大气压; 工作电压 $V=30$ 千伏; 延迟时间 $\Delta t=6.2$ 毫微秒

讨 论

一、实验已证实用一个普通的火花隙控制两台准分子激光器可以实现两台器件的同步运转, 并获得振荡放大输出。当振荡信号处于放大器增益脉宽的平坦部分时, 输出强而且稳定。实验证实了放大器的增益脉宽是足够大的, 在上述延迟时间内, 火花球隙和器件放电等离子体的不稳定性没有造成入射信号跳出放大器增益脉宽。长期运转后由于严重的污染单台器件效率下降, 并且输出不稳定, 导致整个系统的稳定性受到严重

影响。

二、在这个实验中我们仅获得了两条线的调频输出，这归因于振荡器腔的 Q 值很低，其他振动线达不到阈值。为了扩大输出谱的调谐范围，必须提高色散腔的 Q 值，改善振荡器的性能。把色散腔中的通光光学面涂上抗反射膜显然是必要的。对于 XeCl 激光系统只能实现线调谐，但如果腔的 Q 值很高，调频范围可相应增加。如需进一步压窄线宽，除缩小振荡系统的被动线宽外，还应适当缩短谐振腔长度。但不能过短，以免影响调谐范围。这样可以提高被动线宽与主动线宽比。当然加入 F-P 标准具^[3]也是提高单色性的有效措施之一，不过要影响腔的 Q 值。放电等离子体的光学均匀性的稳定也是改善输出单色性所必须的，否则会引起跳线。由于测量系统的限制，我们仅测得该系统输出光的束散角约为 0.2 毫弧度。

三、这种系统也可用于其他准分子激光体系的调谐^[1,2]。我们在单台器件已实现了

XeBr、XeCl 激光同时振荡^[4]，文献[5]报道了 ArF、KrF 激光的同时振荡输出，前者为双卤素稀有气体体系，后者是单卤素双稀有气体体系同时振荡。因此采用上述体系可获得调谐范围的增宽。

四、把这种系统用于 Raman 位移，能够获得比[6]中更好的结果。这也是高单色亮度谱区增加调谐的有效途径。当然采取另外其他手段也可得到微微秒级的调谐输出^[7]，而光束质量并无变坏

参 考 文 献

- [1] R. T. Hawkins *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **36**, 391.
- [2] H. Egger *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **39**, 37.
- [3] J. Goldhar *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1980, **QE-16**, 235.
- [4] 胡雪金等;“83 国际激光会议专集”, 1983 年 9 月, p. 527(中国广州)。
- [5] *Laser-Electro-Optic*, 1976, **8**, No. 2,
- [6] R. C. Sze; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**, 1338.
- [7] T. Pacala *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **40**, 1.

(上接第 402 页)

$$\left. \frac{\partial \nu}{\partial \theta} \right|_{4k=0} = \frac{\partial n_2^o(\theta)}{\partial \theta} \left/ \left[2 \frac{\partial n_2^o(\theta, \nu_2)}{\partial \nu_2} - \frac{\partial n_1^o(\nu_1)}{\partial \nu_1} \right] \right., \quad (9)$$

代入由公式(6)和色散公式^[6]求出的导数 $\partial n_2^o(\theta)/\partial \theta$ 、 $\partial n_2^o(\theta, \nu_2)/\partial \nu_2$ 和 $\partial n_1^o(\nu_1)/\partial \nu_1$ 可得:

$$\left. \frac{\partial \nu_1}{\partial \theta} \right|_{4k=0} = 10.4 \text{ 厘米}^{-1}/\text{毫弧度}, \quad (10)$$

$$\left. \frac{\partial \nu_2}{\partial \theta} \right|_{4k=0} = 20.8 \text{ 厘米}^{-1}/\text{毫弧度}, \quad (11)$$

即当 θ 改变 1 毫弧度时，谐波波数改变 20.8 厘米⁻¹。角度 θ 对 ν 的相应关系也在图 4 的横坐标上给出。在宽带倍频的情况下，角 θ 是二次谐波的唯一调谐参量。

4. 谐波输出的光谱宽度

式(4)结果表明，在理想情况下，谐波的带宽约为 0.8 Å，而实际结果要大得多。因

为任何实际的光束，都有限定的光谱宽度和束散角。对于我们的情况，当单横模输出并用半米透镜来补偿染料激光器的热效应时，实际发散角 ≤ 3 毫弧度，因而 $\Delta \lambda_2 \approx 5.4 \text{ Å}$ 。这与我们的实验结果很接近。小的偏差是由于光强并不是在整个发散角内均匀分布的，近轴光束可能更强些，因而由摄谱照片和通过一米光栅单色光计都观察到 $\leq 5 \text{ Å}$ 的谐波线宽。

参 考 文 献

- [1] F. M. Jahnsen, M. W. Swagal; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, 1624.
- [2] J. Kuhl, H. Spitschan; *Opt. Commun.*, 1972, **5**, 382.
- [3] D. J. Bradley *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1971, **19**, 172.
- [4] A. Hirth *et al.*; *Opt. Commun.*, 1977, **20**, 347.
- [5] Richard M. Schotland; *Appl. Opt.*, 1980, **19**, 125.
- [6] F. Zernicke, Jr.; *JOSA*, 1964, **54**, 1215.