

溴化亚铜激光泵浦的可调谐 微微秒染料激光

朱 雷 钱列加 张桂燕 林福成

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文首次报道了利用脉宽为 25 ns 重复率为 10 kHz 的溴化亚铜激光泵浦混有饱和吸收体 DODCI 的超短腔染料激光, 产生出 30 ps 光脉冲。在理论上对混入 DODCI 的超短腔染料激光脉冲压缩效应作了分析计算, 计算结果与实验基本一致。在实验上又通过一个放大-色散系统实现对此染料激光脉冲的同步放大和调谐, 并达到傅里叶变换极限。

关键词: 同步放大, 傅里叶变换极限。

一、引 言

产生短脉冲有很多方法, 如调 Q 技术、主被动锁模、注入锁模等。近年发展起来的技术已将对撞锁模光脉冲压缩至 6 fs^[1]。Roess 在 60 年代提出一种利用超短腔产生短脉冲激光的简单方法^[2], 后来被很多研究者采用, 并已将激光单脉冲放大到 ms 量级^[3], 成为需要高峰值功率研究的有用手段^[4]。当使用 ns 或亚 ns 的泵浦脉冲时, 超短腔对脉冲的压缩倍数一般在 10 倍左右^[5, 6], 所以为了获取更短脉冲, 有人使用串级超短腔得到 30 倍压缩^[7], 但这给泵浦源选取以及各级染料匹配带来不便, 而且随着泵浦源脉宽减小, 超短腔的压缩倍数亦递减, 但最近已有用 ps 泵浦源在超短腔混入饱和吸收体得 90 倍压缩的报道^[8]。上述利用超短腔染料激光对脉宽压缩的泵浦源一般总是低重复率的 (如: YAG, N₂ 分子等)。近年来, 高重复率高增益的金属蒸汽激光器发展的日臻完善使得其应用愈来愈广泛, 它们大多数脉宽在 ns 量级, 有希望成为泵浦超短腔染料激光产生同步的高重复率短脉冲光的光源。在本文中, 利用重复率在 10 kHz~20 kHz 可调的脉宽为 25 ns 的溴化亚铜激光泵浦超短腔染料激光, 直接产生亚 ns 的光脉冲输出; 在超短腔内再加入一定的饱和吸收体后可以进一步压缩脉宽, 最佳状态下产生 30 ps 光脉冲, 使得总压缩倍数优于 800, 这是至今报道过的对单一超短腔染料激光最好的结果。最后, 将此短脉冲染料激光引入一个放大-色散系统, 使其输出达到傅里叶变换极限线宽, 波长在 570 nm~590 nm 之间连续可调谐, 其放大增益估计为 3×10^8 , 放大自发辐射最佳可抑制到低于 10%。

二、30 ps 脉冲染料激光的产生

如图 1 所示的实验装置主要分两部分, 第一部分是溴化亚铜激光(511 nm)泵浦超短腔

染料激光产生出 30 ps 的光脉冲, 另一部分是将此短脉冲放大调谐, 由介质膜反射镜 M_2 耦

合输出。实验中, 所用的溴化亚铜激光脉宽为 25 ns, 重复率从 10 kHz~20 kHz 可调节, 激活区长 50 cm, 光束直径由石英环限制到 20 mm, 激光管中充有 15 Torr 的 Ne 气并且常加入 0.3 Torr 左右的氢气以提高其效率; 溴化亚铜激光采用放电自加热方式, 并且输入的平均电功率保持在 1.2 kW。溴化亚铜激光的振荡腔由一块镀铝膜平镜, 一块石英玻璃片及一块选频棱镜组成, 使其输出

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental set-up

绿光(511 nm)。介质膜平镜 M_1 将绿光分为两部分, 一部分泵浦超短腔染料激光, 另一部分

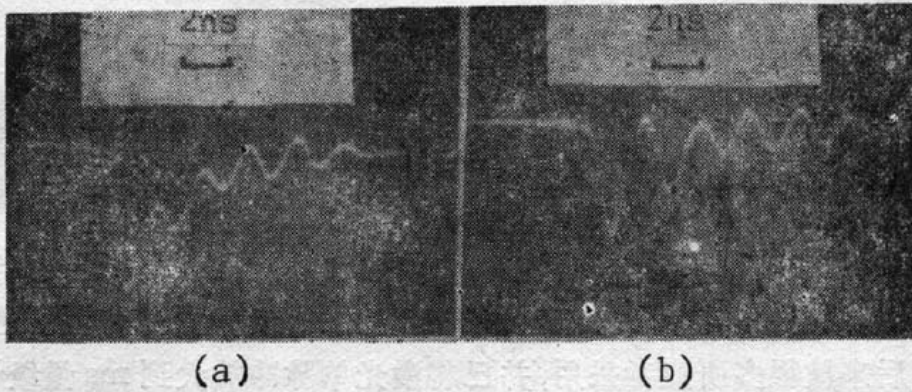


Fig. 2 (a)—(b): Output pulse from the SCDL as the pumping power is decreased. Time scale: 2 ns/cm

用于同步放大, 其比例约为 1:5。超短腔染料激光由两块相距约 0.18 mm 的介质膜平镜加上中间快速流动的染料组成, 输入镜对 511 nm 的反射率 $R=30\%$, 对 580 nm 全反; 输出镜对 580 nm 的反射率 $R=80\%$, 染料是浓度为 5×10^3 M/l 的 Rh6G 乙醇溶液, 流速约为 4 ml/s。超短腔染料激光的输出由一个 $f_2=3$ cm 的透镜准直后被上升时间小于 2 ns 的光电二极管接收, 并示于图 2(a)、图 2(b)。显然, 在纯增益染料时, 激光输出呈弛豫振荡形式, 第一个峰的宽度对应亚 ns; 图 2(a) 对应泵浦功率较高时的脉冲波形, 图 2(b) 是在泵浦功率进一步降低时的弛豫振荡形式的输出; 仔细调节泵浦功率及其在超短腔染料激光上的光斑大小, 可以得出亚 ns 的单脉冲输出。利用超短腔内加入一定量的饱和吸收体形成混

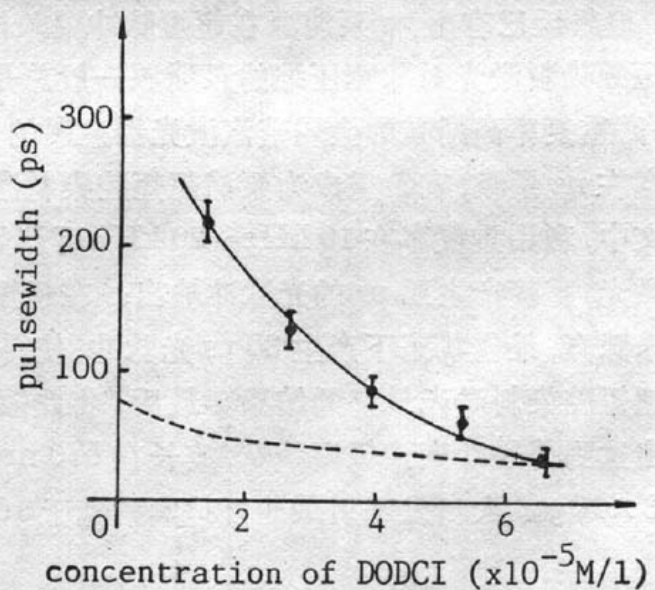


Fig. 3 Dependence of pulse duration on DODCI concentrations at constant pumping power.

Experiment (solid line —) and Theory (dashed line ----)

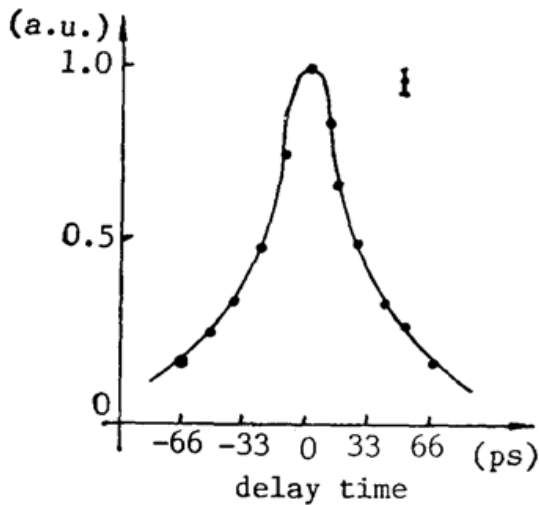


Fig. 4 Autocorrelation curve of the pulses from the SCDL

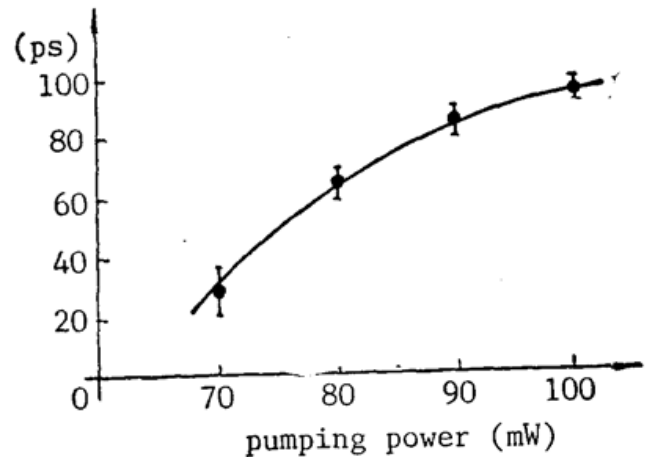


Fig. 5 Pulsewidth vs average pumping power at constant DODCI concentration of 6.6×10^{-5} M/l

合锁模压缩脉宽已有报道^[8], 但其泵浦脉冲的脉宽在 ps 量级并且是低重复频率; 本文将研究泵浦脉冲在 ns 量级时, 超短腔内加入一定量的 DODCI 饱和吸收体对其脉宽有何影响, 脉宽用无本底非共线二次谐波的自相关方法测量, KDP 晶体厚约 1 cm。保持腔内 Rh6G 的浓度为 5×10^{-3} M/l, 当加入不同浓度的 DODCI 时, 发现对脉宽影响很大, 随着 DODCI 浓度的增大, 输出脉宽迅速减小, 当 DODCI 浓度继续增大, 脉宽逐渐趋近一个定值。实验结果如图 3 中的实线所示, 其中的虚线是后面理论计算的结果: 在 DODCI 浓度为 6.6×10^{-5} M/l 时, 脉冲被压缩至 (30 ± 11) ps, 其自相关曲线示于图 4。由于溴化亚铜激光放大的不稳定性及其横模的变化引起误差达 20%, 为图 4 中所示。保持 DODCI 浓度在 6.6×10^{-5} M/l 时, 输出脉冲宽度随泵浦光强的变化规律, 如图 5 所示。显然, 泵浦光强逐渐增大时, 脉宽随之变大, 但其增量愈来愈小。

三、理论分析

为了进一步解释上述实验中得出的在超短腔染料激光中混入一定量 DODCI 后导致的脉冲压缩, 作者试图作些理论分析。Roess^[2]曾在他的文章中指出, 如果腔内光子寿命(t_c)比泵浦脉冲宽度小就可以产生比泵浦脉冲短的激光, 这种思想可以用他所提到的速率方程解释, 后来 Yao^[9], Lin^[10]以及 Scott^[11]等很多人都对这种单模速率方程作过详细计算与分析, 这个速率方程可写成

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= W(t) - Bnq - \frac{n}{t_f}, \\ \frac{dq}{dt} &= Bnq - \frac{q}{t_c}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 n 为粒子反转数密度, q 为腔内光子数密度, B 为爱因斯坦系数, t_f 为染料分子上能寿命, t_c 为腔内光子寿命, $W(t)$ 为泵浦速率。对于各种不同的实验条件, 上述方程组可以解出许多相差很大的结果, 而且计算的有些结果和实验值不能相符合, 还有待进一步探讨, 但基

本的规律与实验是一致的。这些规律在 Lin^[10]的文章中已总结得很完善,它同样可以很好地定性解释本文实验中的弛豫振荡的实验结果,在本文中,主要考虑混入一定量的饱和吸收体后对输出脉宽的可能影响,在增益介质被激励的初始阶段,自发荧光很弱,饱和吸收体的吸收较大,这时腔内处于高损耗状态,不能形成激光振荡,随着泵浦继续作用,荧光变强饱和吸收体吸收变小,激光振荡开始形成,腔内光强迅速增大;当腔内光强处于饱和时,饱和吸收体变为透明,腔内损耗最小,输出光强也迅速达到极值。因为泵浦是脉冲式的,腔内光强又逐渐变弱,染料 DODCI 又恢复了吸收特性,显然输出光强达到极值的前一阶段,饱和吸收体的作用是使前沿变窄,而后一过程也同样使后沿变窄,它基本上类似于一个调 Q 过程。基于以上定性分析,可以列出定量描述的速率方程为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= W(t) - v\sigma_e nq - \frac{n}{t_f}, \\ \frac{dq}{dt} &= v\sigma_e nq - \frac{q}{t_c} - v\sigma_s(N_{st} - n_s)q, \\ \frac{dn_s}{dt} &= v\sigma_s(N_{st} - n_s)q - \frac{n_s}{t_s}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$t_c = \frac{nl}{c(1-\bar{R})}, \quad \bar{R} = \sqrt{R_1 R_2}$$

式中 n_s 为 DODCI 上能级粒子数, N_{st} 为 DODCI 总粒子数, v 为介质中的光速, σ_e 为增益染料分子受激发射截面, σ_s 为 DODCI 分子吸收截面, t_s 为 DODCI 分子上能级寿命, t_c 为腔内光子寿命, l 为超短腔腔长, n 为介质折射率, c 为真空中光速, R_1 和 R_2 分别为超短腔两镜面的反射率。如果考虑泵浦脉冲随时间变化是高斯函数,则泵浦速率可表为:

$$W(t) = W_0 \exp\left[-\left(\frac{t}{T} 2\sqrt{\ln 2}\right)^2\right], \quad (3)$$

式中 T 为泵浦脉宽。事实上,正象 Lin 的计算所表明,当泵浦脉冲是其它形式的时间函数时,并不会给结果带来多大影响。

Table 1 Parameters used in the calculations

Quantity	σ_e	σ_s	T	t_f	t_s	t_c
Value	$2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	$4 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	$25 \times 10^{-9} \text{ s}$	$5 \times 10^{-9} \text{ s}$	$3 \times 10^{-10} \text{ s}$	$8 \times 10^{-12} \text{ s}$

将方程组(2)中各参数代之与实验条件最接近的值(如表1所示),数值计算的结果示于图6。这里混入浓度为 $6.6 \times 10^{-5} \text{ M/l}$ 的 DODCI 时染料激光输出波形,计算的脉宽为 28 ps,这与本文实验得到的 30 ps 非常吻合,如果再加入更多的 DODCI 时,就很难形成激光振荡,这个性质在实验上也得了验证。当保持其它条件不变,仅改变 DODCI 的浓度时,理论上计算得到一个脉宽随 DODCI 浓度变化的曲线,亦于图3中的虚线,并与实验结果相比较。当 DODCI 浓度较高时,理论值和实验值符合较好。而当浓度低时与实验偏差很大;作者认为,主要是由于仅考虑了理想的单模速率方程所致,而实际上实验所用的超短腔染料激光包含了很多纵模,由于 DODCI 浓度较高时,纵模振荡数亦会减少,所以这时可以用单模速率方程近似描述。

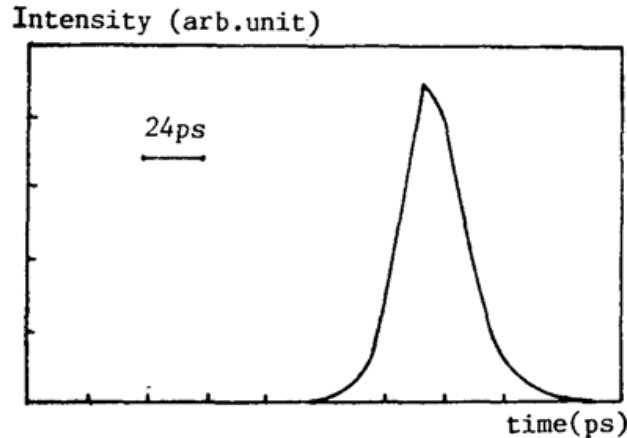


Fig. 6 Computer plots of rate equations when adding DODCI with a concentration of 6.6×10^{-5} M/l

四、超短脉冲的放大与调谐

超短脉冲的可调谐特性对光谱学中更快过程研究很重要, 有关实现超短腔染料激光的波长调谐的方法很多^[12, 13, 14], 有的已经达到傅里叶变换极限。所以实验的第二部分是将上述得到的 30 ps 光脉冲放大并调谐(如图 1)。由 M_1 反射的绿光(511 nm) 经过一个可调光延迟线后由 $f_3 = 6$ cm 的透镜聚焦在高速流动着染料溶液的染料盒上, 盒中流动有浓度为 2×10^{-3} M/l 的 Rh6G 乙二醇溶液。从超短腔染料激光中输出的 30 ps 光脉冲经全反镜引入染料盒中放大, 放大效应要求染料激光脉冲在空间与泵浦脉冲作用区重合, 在时间上同步; 由于实验所用的溴化亚铜激光具有长脉冲(25 ns)。所以时间同步很容易满足。作者的目的是得到一个可调谐的短脉冲光源, 使其有更广泛的用途, 于是将此放大后的光脉冲引入一个色散系统, 即先由四个镀了增透膜的棱镜扩束, 并调整其位置使光脉冲能量损耗最小, 其总扩束倍率可到 9, 然后再经过一个刻数为 2400 l/mm 的光栅一级衍射选频, 返回染料池再一次放大后, 由镀有介质膜的反射率约为 60% 的平面镜 M_2 输出。由于这样一个放大-色散系统很类似一个染料激光器的构造^[15], 因此所有的光学表面都必须很小心地倾斜放置以避免任何可能的寄生振荡而影响其输出脉宽。一般来说, 横向泵浦对放大的效果较好, 但由此引起的自发辐射也较强, 自发辐射噪声在时域及频域都有一定宽度的分布, 若自发辐射较强, 对短脉冲放大效果极为不利而且对窄线宽可调谐输出的实用也有害。如果采用外加饱和吸收体方法可以抑制部分自发辐射^[16], 但这可能对脉冲前沿有效并可使其前沿变窄, 而对后沿的自发辐射影响不大, 对峰值功率足够高的短脉冲, 用简单的等离子开关技术能很好地抑制自发辐射^[3, 17], 可达到 1% 以下。对级联放大情形, 在放大染料中使用混合染料移动其荧光峰值波长对抑制自发辐射也有益^[3]。如本实验的情况, 短脉冲峰值功率并不很高, 而且仅用单一染料池放大, 为了减小自发辐射将短脉冲激光与泵浦光之间时间上同步、空间相互作用区的重合程度以及泵浦速率的有效控制均能使自发辐射减小到 10% 以下。实验发现当短脉冲染料激光和泵浦脉冲前沿同步时, 自发辐射压制效果最好; 当在短脉冲光注入的光路中加上另一个一定焦距的透镜, 并同时微调泵浦柱透镜 f_3 的位置, 使注入光和泵浦区域更好地重

叠时,可以进一步抑制自发辐射。在较好工作状态下放大输出窄线宽短脉冲平均功率 1.5 mW,自发辐射约占 10%。

实验对注入脉冲和输出脉冲分别作了光谱和时间特性的测量和比较。将从超短腔染料激光输出的短脉冲光引入一台 JOBIN YVON HRS₂ 型单色仪并由光电倍增管 (Hamamatsu 1P28) 接收经 PAR 162 Boxcar 处理,得到结果如图 7 所示。整个光谱宽度约 10 nm,有 18 个分开的纵横,各个纵横间隔 0.55 nm,单纵横宽度 0.34 nm。并用厚度为 0.5 mm 的法布里-珀罗对放大-色散后输出的窄线宽光脉冲进行测量,得到线宽为 1.0 cm^{-1} 。

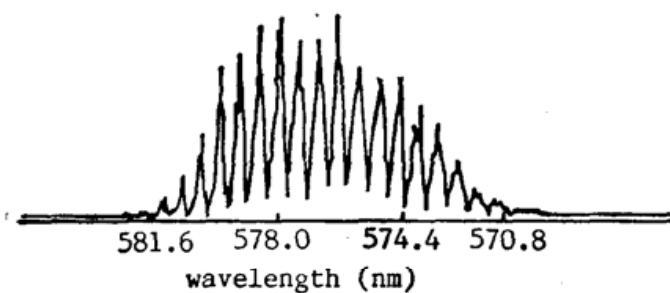


Fig. 7 Output spectral of the SCDL

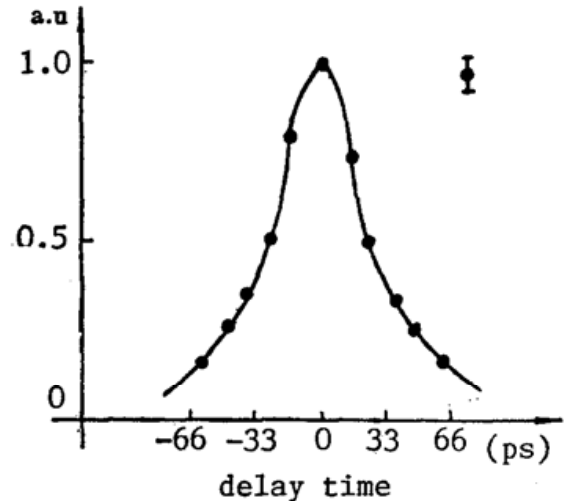


Fig. 8 Autocorrelation curve of the amplified narrow linewidth pulse

波长的调谐可以通过转动光栅角度实现,因为染料增益区和超短腔染料激光的标准具选频效应使得在某一腔长下光谱宽度仅 10 nm,要获得更宽范围的调谐,需要微调腔长和旋转光栅的联合作用,已经实现在 570 nm~590 nm 之间连续调谐。输出窄线宽的脉冲宽度仍采用非共线无本底二次谐波方法测量,自相关曲线如图 8 所示。从自相关测量中无法得知原脉冲的波形,作者认为在此情形下选取高斯波形更为合适,因此得到的脉宽为 (32 ± 10) ps。这和注入光脉冲宽度 (30 ± 11) ps 在误差范围内是一致的,并没有明显的增宽效应。在波形为高斯型时,傅里叶变换极限脉冲满足 $\Delta t \Delta \nu \sim 0.44$,而实验得到的 $\Delta t \Delta \nu \sim 0.9$,两者之间有较大的差异,其原因可能因为超短腔染料激光是多纵模及多横模的输出,它的波形不可能按任何一种严格的特定函数模拟(Gaussian, sech^2 等),其色散放大后更是如此。因此,可以认为,在实验上已获得了接近傅里叶变换极限的染料激光脉冲,这在低重复率染料激光中实现近傅里叶变换极限相似^[14]。

五、结 束 语

本文利用超短腔染料激光的瞬态特性,并且采用增益介质中混入一定量的饱和吸收体的方法,获得了 30 ps 的染料激光脉冲输出,并且理论上分析了这种可能性。理论计算和实验结果符合较好。用单一放大级使此短脉冲激光两次通过而同步放大,输出窄线宽单脉冲能量 $0.15 \mu\text{J}$,自发辐射可以压制到 10%。通过旋转光栅可方便地实现波长调谐,其调谐范

围可在 570 nm~590 nm 之间, 线宽 1.0 cm^{-1} 。重复频率在 10 kHz~20 kHz 之间可调节。

作者对宋秀冬、陈国斌两位同志在溴化亚铜激光器准备中的大力帮助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] R. L. Fork *et al.*; *Opt. Lett.*, 1987, **12**, No. 7 (Jul), 483~485.
- [2] D. Reess; *J. Appl. Phys.*, 1966, **37**, No. 6 (Jun), 2004~2020.
- [3] S. C. Hsu *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, **23**, No. 11 (Nov), 2015~2019.
- [4] S. C. Hsu *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **50**, No. 25 (22 Jun), 1782~1784.
- [5] C. V. Shank *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **24**, No. 8 (Aug), 373~375.
- [6] R. Cubeddu *et al.*; *Opt. Commun.*, 1980, **34**, No. 3 (Sep), 460~462.
- [7] P. H. Chiu *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1984, **QE-20**, No. 6 (Jun), 652~658.
- [8] L. J. Qian *et al.*; *Opt. Commun.*, 1989, **69**, No. 5/6 (Jun), 398~400.
- [9] J. Q. Yao; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**, No. 2 (15 Jul), 136~138.
- [10] C. Liu; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1975, **QE-11**, No. 8 (Aug), 602~604.
- [11] G. W. Scott *et al.*; *SPIE J.* 1977, Vol. 113, 25.
- [12] A. J. Cox *et al.*; *Appl. Opt.*, 1979, **18**, No. 4 (15 Feb), 532~535.
- [13] K. D. Egorov *et al.*; *Soviet J. Quant. Electron.*, 1985, **15**, No. 1 (Jan), 21~25.
- [14] Y. J. Xie *et al.*; *Appl. Opt.*, 1986, **25**, No. 12 (Dec), 1877~1878.
- [15] 汤金荣, 景春阳等;《中国激光》, 1987, **14**, No. 7 (Jul), 399.
- [16] W. H. Knox *et al.*; *Opt. Lett.*, 1984, **9**, No. 12 (Dec), 552.
- [17] H. S. Kwok *et al.*; *Opt. Commun.*, 1977, **21**, No. 2 (May), 252~254.
- [18] F. P. Schafer; 《Dye Laser》, (Springer-Verlag, New York, 1978).

Tunable picosecond dye laser pumped by copper bromide laser

ZHU LEI, QIAN LIEJIA, ZHANG GUIYAN AND LIN FUCHENG
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 21 March 1990; revised 23 April 1990)

Abstract

It is reported for the first time that a 30 ps pulse is generated from the short cavity dye laser pumped by a copper bromide laser with 25 ns pulsewidth and 10 kHz-repetition rate, when mixing an amount of saturation absorber DODOI with gain medium Rh6G solution. Theoretical considerations about the pulse compression by this method are shown to agree with the experiment. Furthermore, the synchronous amplification and tuning of the dye laser pulse have been achieved with a dye amplifier-dispersion system and reached almost Fourier-transform limit.

Key words: synchronous amplification; Fourier-transform limit.