

脉冲钛宝石激光器的双波长运转

宋 峰^{a, b} 周定文^a 李喜福^a 乔金元^a 姚建铨^a 陈晓波^b 张光寅^b

a 天津大学激光与光电子研究所, 天津 300072

b 南开大学物理系, 天津 300071

摘 要 报道了脉冲钛宝石激光器的双波长可调谐运转, 双波总能量达到 41.8 mJ, 调谐范围大于 100 nm, 并且研究了双波长运转时的竞争效应、增益损耗的影响、时域特性等。

关键词 脉冲, 钛宝石激光器, 双波长, 可调谐。

1 引 言

早期的双波长激光器主要有染料激光器等^[1-3]。近年发展起来的钛宝石激光器具有更宽的调谐范围、大的受激发射截面^[4], 很适于双波长运转。目前这一方面的研究工作还不多见^[5-8]。

1989 年, 前苏联 Gizbrekht^[5] 首先报道了脉冲钛宝石激光器的双波长运转, 但能量很低。1992 年, Scheps 和 Myers^[6] 报道了连续和准连续(3 kHz) 运转的双波长钛宝石激光器, 并且观察了双波输出的时间特性。1993 年邬承就等人^[7] 比较了脉冲钛宝石激光器的双波长、单波长运转特性, 双波长运转时的总能量为 3 mJ, 相对可调宽度最大为 55 nm。最近 Gorris-Neveux^[8] 等人报道了被动自注入锁定的 CW 双波长激光器。此外, 德国 Elight 公司已将双波长钛宝石激光器产品化, 用于大气污染监测。从这个例子也可看出钛宝石双波长激光器的应用前景和生命力。

本文实现了脉冲钛宝石激光器的双波长运转, 双波长总能量达到 41.8 mJ, 调谐范围大于 100 nm, 均大大高于同类文献报道的指标。并且详细研究了双波长运转时的竞争效应、增益损耗的影响、时域特性等, 文中将对实验方案和结果进行介绍和分析。

2 实 验

2.1 实验光路

本文的实验光路如图 1 所示。用倍频 Nd·YAG 激光(能量从 0~140 mJ 连续可调, 重复频率 1~5 Hz) 作泵浦光, 经分束镜 8 分成两路, 双向近轴泵浦钛宝石晶体。透镜的焦距为 500 mm, 放置在离晶体 350 mm 处, 在晶体端面的泵浦光斑直径约 2.5 mm, 由 14~18 组成一个光反馈回路(称为支腔 A), 由 14~17、19 组成另一个光反馈回路(称为支腔 B), 两个回

路共用一个色散棱镜 16。双波长激光由分光镜 17 输出。调节全反镜 18、19 可分别对两个波长进行调谐。该光路设计不同于文献[5~8]中的方案,具有结构简单的优点。

2.2 实验测试仪器及方法

本文观察了单波长、双波长的特性(如脉冲波形等),测量了能量、调谐范围、损耗的影响、两个腔之间的共存竞争关系等等。所用的测试仪器有单色仪、Model 145 型能量计(测量绝对能量)、RJ7200 型能量计(带有两个探头 RJP765 和 RJP735,用于测相对能量)、HP1727A(275 MHz)存储示波器、PIN 快速光电管、相机等。仪器均经过标定。

2.3 实验内容和结果

2.3.1 支腔 A 和支腔 B 的调谐范围以及双波长激光可调谐范围

用黑纸挡住一个支腔(插在全反镜 18 或 19 前面),通过单色仪和 RJ7200 能量计及其两个探头测量另一支腔的调谐曲线,其中 A 支腔在 709~781 nm 之间连续可调;B 支腔在 702~875 nm 之间连续可调。

在双波长运转时,当固定一个波长时,另一个波长的可调谐范围一般为 60 nm 左右,但是如果固定的波长设置合理且两个支腔的损耗合适,则可以将另一波长的调谐范围扩展到 100 nm 以上。例如当 λ_A 固定在 758.7 nm, λ_B 可从 745.9~860.9 nm 范围内调谐; λ_A 固定在 772.0 nm, λ_B 可从 734.0~833.9 nm 范围内调谐;调谐范围宽达 100 nm 以上。

2.3.2 各支腔的能量和双波总能量的比较

实验表明:1) 双波长总能量最大为 41.8 mJ,此时泵浦能量为 140 mJ,能量转换效率为 29.8%,略低于单波长运转时的效率,这可能是由于双波长运转时有两个支腔,损耗较大引起的;2) 两个支腔一起振荡时能量大于各自振荡的能量之和,见表 1(表中能量读数为相对值),究其原因可能是单支腔运转时由于分束镜将约一半的光能损耗掉了。

Table 1. Comparison between the relative energies when operating at single-wavelength and two-wavelength

number	λ_A (nm)	E_A	λ_B (nm)	E_B	λ_{AB} (nm)	E_{AB}
1	712.0	0.581	712.5	0.594	712.0	1.968
2	728.7	0.786	735.1	1.079	733.4	1.807
3	758.7	1.059	785.4	0.674	760.3, 762.0	1.954
4	758.7	1.247	860.9	1.310	758.7, 860.9	3.285
5	758.7	1.223	778.9	0.784	758.7, 778.9	2.220
6	760.0	0.197	733.0	0.234	760.0, 747.0	0.514

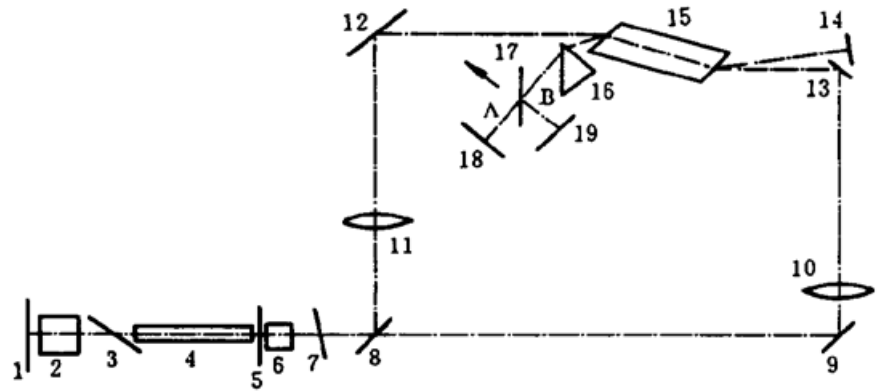


Fig. 1 Optical setup of two-wavelength operation of Ti:sapphire laser
1~5: pulsed Nd:YAG laser, 6: KTP, 7: filter (1064 nm HR and 532 nm HT), 8: 45° 532 nm splitter, 9, 12, 13: 45° 532 nm high reflectivity mirror, 10, 11: lens, 14, 18, 19: HR mirror (650~870 nm), 15: Ti:sapphire rod, 16: prism, 17: splitter for Ti:S laser (used as OC also)

2.3.3 双波长运转时激光光谱图

图 2 为双波长输出时用单色仪和能量计测量得到的激光光谱图。当两个波长接近时,二者有部分重叠。当两个波长相距较大时,可以得到两个明显分开的激光输出。

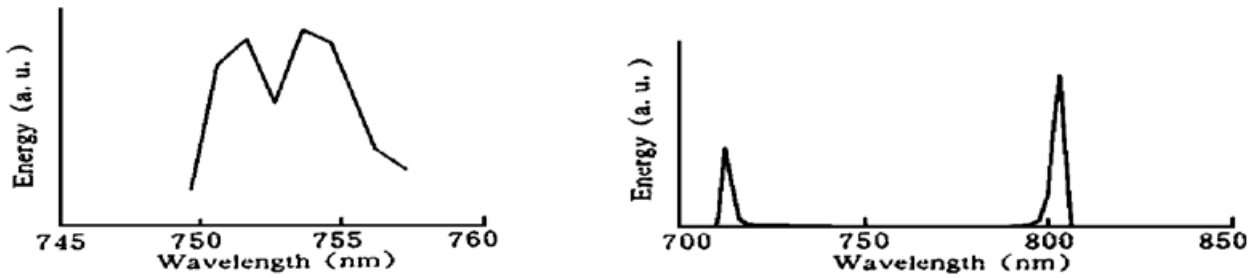


Fig. 2 Laser spectral output of two-wavelength

2.3.4 双波竞争效应

在双波长运转时两个波长的激光之间明显地存在着竞争现象。对其中任何一个波长进行调谐时都会引起两个波长的激光能量的变化,而且是此消彼长或此长彼消。图 3 给出了在 $\lambda_A = 758.7 \text{ nm}$ 固定, λ_B 从 700~870 nm 扫描时二者的能量随 λ_B 的变化趋势。

2.3.5 腔内损耗的影响

(1) 单支腔、双支腔谐振时波长移动现象

实验发现,在单支腔运转时激光波长分别为 λ_A 和 λ_B ,两支腔同时工作时不一定都出现双波长,其运转情况较复杂,经归纳可分为四大类型:

(i) 出双波长,波长为 λ_A 和 λ_B ,特点是二者“各自为政”,互不干涉,如表 1 中的 4、5;

(ii) 出双波长,但是两个脉冲的波长不是(或不都是) λ_A 和 λ_B ,而是介于二者之间的两个新波长,特点是一个吸引另一个或互相吸引,如表 1 中的 3、6;

(iii) 出单波长,该波长为 λ_A 或 λ_B ,特点为“强吃弱”的兼并型,如表 1 中的 1;

(iv) 出单波长,该波长介于 λ_A 和 λ_B 之间,特点为“二合一”或“一盖二”,如表 1 中的 2。

为什么会出现这么复杂的现象呢?本文进行的实验表明原因在于两个支腔内的增益与损耗是否平衡。实验方法如下:

开始两个支腔分别运转时的波长为: $\lambda_A = 758.7 \text{ nm}$, $\lambda_B = 785.4 \text{ nm}$,两个支腔一起运转时出现了双波长,为 760.3 nm 和 762.0 nm,介于 λ_A 和 λ_B 之间。这是“互相吸引”现象。

然后在 B 支腔中插入一片厚为 3 mm 的白片(相当于增加了 8% 的损耗),在两支腔一起参与运转时只有一个波长,其值约等于 λ_A ,为 759.0 nm。这是“强吃弱”现象。

将 B 支腔中的白片拿走,插入 A 支腔中,此时出现了双波长激光,两个波长分别为 759.0 nm 和 785.5 nm,考虑到测量误差,实际上就是 λ_A 和 λ_B 。这是“互不干涉”现象。

分别在两支腔内插入不同的损耗,出现上述四种现象。由此可见损耗在双波振荡中的作用。在两支腔损耗不变的情况下,较大幅度在改变两支腔波长,即改变其增益(因为增益与波长有关),同样会出现上述多种现象。

由此可以得出:为了出现稳定的双波长运转,必须使两支腔的增益与损耗值合适。

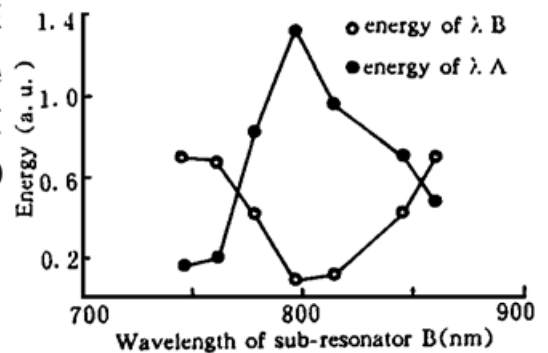


Fig. 3 The energy of two pulses when λ_A is set at 758.7 nm and λ_B is tuned

(2) 双波长运转时损耗的影响(关联效应)

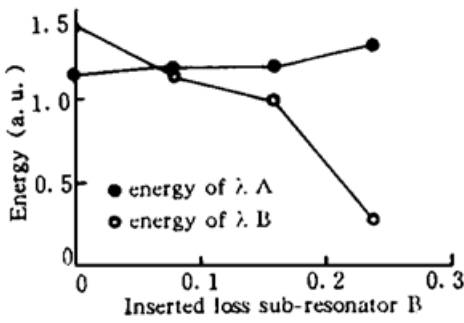


Fig. 4 The effect of loss in sub-resonator B on the energy of two pulses

在两支腔同时运转且出现双波长激光振荡时,在两个支腔内插入白片(增加腔内损耗),观察了损耗对双波长激光运转的影响,如表 2 所列。

从实验数据不难看出:在一个支腔内插入损耗片时,该波长能量下降,而另一波长的能量却增加;当一个支腔内插入损耗太大的片时会导致该波长激光的熄灭;在两个支腔内同时插入损耗片,则两个波长的能量都下降;两个支腔内插入损耗过大的片时双波能量会急剧减小直至熄灭。图 4 是根据表 2 中的 A 支腔未加入任何损耗片, B 支腔插入损耗片时双波的能量输出变化曲线。

Table 2. The relationship between the loss inserted in sub-resonators and relative energies of two pulses. (N_A and N_B stand for the numbers of clean glasses inserted in sub-resonator A and B respectively)

N_A	0	0	0	0	1	1	1	1	2
N_B	0	1	2	3	0	1	2	3	3
E_A	1.124	1.181	1.177	1.308	0.895	0.925	0.943	0.973	0.435
E_B	1.431	1.133	0.970	0.265	1.452	1.331	0.664	0.231	0.540

2.3.6 双波长激光的时域特性

实验用示波器反复观察了单支腔和双支腔运转时的激光脉冲波形。在单支腔运转时只有一个波长的激光,其脉冲宽度、延迟时间等时域特性与常见单波长运转时完全一样^[4, 10];两个支腔一起参与运转时,起先以为在出现双波长激光振荡时可以观察到两个建立时间相差极短(小于几纳秒)的脉冲或者是一个因为重叠而稍微展宽了的脉冲代表双波长激光,经反复调整谐振腔,无论在出现单波还是双波时(用单色仪监测),都只有一个脉冲,而且这个脉冲的宽度比单支腔振荡时要窄得多、峰值要大得多、延迟时间也短一些。图 5(a)为支腔 A 单独运转时的单波长激光脉冲形状, $\lambda_A = 760 \text{ nm}$, 脉宽约为 16 ns、高度约 3 div、延迟时间约 60 ns;图 5(b)为支腔 B 单独运转时的单波长激光脉冲形状, $\lambda_B = 733 \text{ nm}$, 脉宽约为 17 ns、高度约 4 div、延迟时间约 68 ns;图 5(c)为支腔 A、B 一起运转时且出现双波长时的激光脉冲形状,脉

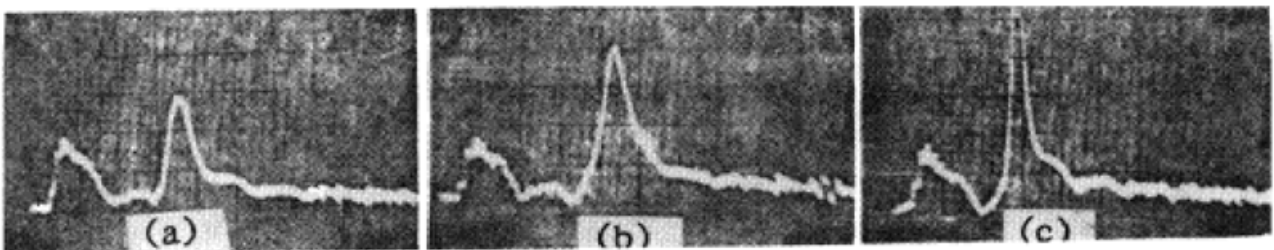


Fig. 5 Laser pulses when operating at single and double wavelength Left: pump laser, Right: Ti:S laser, 20 ns/div, (a) laser pulse of λ_A while sub-resonator B is blocked, (b) laser pulse of λ_B while subresonator A is blocked, (c) laser pulse of two-wavelength operation

宽约为 6 ns、高度约 6 div、延迟时间约 48 ns。三种情况下泵浦脉冲宽均约 18 ns, 除了在拍双波长激光脉冲时因脉冲高度超过了示波器的视场而在 PIN 光电管前又加了一层镜头纸作衰减外, 三者拍摄条件包括泵浦能量、光圈、曝光时间都是一样的。

此外, 在观察双波长脉冲时, 在任一支腔内插入损耗片, 脉冲延迟时间都会增加约 20 ns, 能量有所降低; 在 A 支腔单独运转时(单波长运转)在 A 腔内插入损耗片, 其延迟时间增加了约 80 ns、能量下降约一倍。

通过示波器进行仔细观察, 可以发现: 1) 双波长激光振荡时, 双波总是同步的; 2) 双波长激光的总能量不小于单波长激光能量之和, 这与前面测量能量得出的结论是一致的; 3) 腔内损耗会影响激光振荡, 对于单波长激光, 插入损耗, 会使另一个波长的激光能量上升, 所以虽然损耗会使能量有所下降、延时增加, 但不如对单波长的影响那么严重。这再一次证明了双波长激光器中的关联效应。

3 讨论与结论

钛宝石激光器能够双波长运转, 其根本原因在于钛宝石晶体的激光下能级实际上是一个能带, 反转粒子数从激光上能级受激光跃迁到“下能带”的不同能级处, 就会产生不同波长的激光, 因此可以通过含有波长选择元件(如色散棱镜)的两个谐振腔来选择波长。

对于两个谐振腔, 阈值反转粒子数密度分别为^[9]:

$$\Delta n_{t1} = \delta/\sigma(\lambda_1)l_1, \quad \Delta n_{t2} = \delta_2/\sigma(\lambda_2)l_2 \quad (1)$$

而激光发射截面为波长(频率)的函数, 其表达式为^[10]:

$$\sigma(\nu) = \sigma_s \langle \hat{n} \rangle^p / P! \quad (2)$$

式中 ν 为激光频率, σ_s 为常数, 对于 π 偏振, $\sigma_s = 1.663$; $\langle \hat{n} \rangle$ 为辐射光子数期望值, 对于 π 偏振, $\langle \hat{n} \rangle = 7.074$; $P = (\omega - \nu)/\nu_p$, ω 为 626 nm 处的零声子谱线的频率, 对于 π 偏振, $\omega = 16178 \text{ cm}^{-1}$, ν_p 为平均声子频率, 对于 π 偏振, $\nu_p = 543.4 \text{ cm}^{-1}$; 由(2)可以算出, 激光发射截面与波长的函数关系近似于抛物线, 最大发射截面约在 790 nm 处^[10]。

激光的增益和激光输出为^[10]:

$$G(\lambda) = \Delta n \delta(\lambda), \quad I = I_0 \exp [G(\lambda)l - \delta] \quad (3)$$

一般选择 $l_1 = l_2$, 而发射截面为波长的函数, 这样对不同的波长, 其阈值反转粒子数密度不同, 发射截面大的阈值小, 更容易产生激光振荡。如果在调节波长时同时调节损耗, 则可以使阈值不变。由此可见, 在调节激光器时一定要注意损耗与增益(与波长有关)的关系。

在双波长运转时, 两种波长的激光共用一个激光上能级, 反转粒子数是一定的, 这样当一个波长的激光消耗的反转粒子数增大时, 其产生的光子数较多, 激光能量也较大, 则另一波长的激光消耗的反转粒子数必然减少, 产生的光子数也少, 激光能量也相应较低。至于哪一个波长的激光能消耗更多的反转粒子数, 取决于它们的净增益。这说明二者之间是相互联系又相互竞争的关系。双波长运转时, 当调谐一个腔的波长时, 其增益随之变化, 由(1)可见, 两个腔的阈值反转粒子数密度变化, 可消耗的反转粒子数会改变, 从而输出能量也变, 这就是实验中的双波竞争现象; 当改变一个腔的损耗时, 另一个腔调谐时, 根据(1)式, 同样可以得到两个波长的输出能量变化, 这就是实验中的关联效应。

至于同步现象, 也好解释。如果不同步, 先振荡的波长消耗了反转粒子数, 由于是均匀

加宽, 激光增益会降低, 因此另一个波长很难超过阈值, 也就不能起振了。

综上所述, 本文实现了最高输出总能量为 41.8 mJ、最大重复频率为 5 Hz、波长可调谐范围大于 100 nm 的双波长腔冲钛宝石激光运转, 双波长激光之间存在着竞争, 一个波长的能量随着波长扫描而变化时, 另一个固定波长的能量也会变化; 双波长激光之间存在着关联效应, 一个波长的能量下降(增加), 则另一个波长的能量增加(下降); 增益损耗的平衡对能否实现双波长运转、双波长调谐范围、双波长激光输出能量等很重要。

参 考 文 献

- [1] H. S. Pilloff, Simultaneous two-wavelength selection in the N₂ laser pumped dye laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **21**(6) : 339~ 340
- [2] C. Wu, J. R. Lombardi, Simultaneous two-frequency oscillation in a dye laser system. *Opt. Commun.*, 1973, **7**(3) : 233~ 236
- [3] H. Lotem, R. T. Lynch, Jr., Double wavelength laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **27**(6) : 344~ 346
- [4] W. R. Rapoport, C. P. Khattak, Titanium sapphire laser characteristics. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(13) : 2677~ 2684
- [5] A. I. Gizbrekht, A. V. Kebedzhiev, M. N. Nenchev *et al.*, Two-wavelength emission from a Al₂O₃·Ti crystal laser. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1990, **9**(10) : 1305~ 1306
- [6] R. Scheps, J. F. Myers, Doubly resonant Ti·sapphire laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1992, **4**(1) : 1~ 3
- [7] 邹承就, 周卫东, 韦 丽等, 可调谐的双波长钛宝石激光器. *量子电子学*, 1993, **10**(3) : 200~ 203
- [8] M. Gorrios-Neveux, M. Nenchev, R. Barbe, *et al.*, A two-wavelength passively self-injection locked, CW Ti³⁺·Al₂O₃. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, **QE-31**(8) : 1253~ 1260
- [9] 周炳琨, 高以智, 陈家骅等, *激光原理*. 北京, 国防工业出版社, 1985 年第一版
- [10] J. M. Eiegton, L. G. Deshazer, K. W. Kangas, Characteristics and kinetics of laser-pumped Ti·Sapphire Oscillators. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**(6) : 1009~ 1015

Two-Wavelength Operation of Pulsed Titanium Sapphire Laser

Song Feng^{a, b} Zhou Dingwen^a Li Xifu^a Qiao Jinyuan^a

Yao Jianquan^a Chen Xiaobo^b Zhang Guangyin^b

a: Institute of Laser and Opto-Electronics, Tianjin University, Tianjin 300072
b: Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071

(Received 20 February 1996; revised 13 May 1996)

Abstract Pulsed titanium sapphire tunable laser operated at two-wavelength is investigated in this paper. The total energy of the two-wavelength laser is 41.8 mJ and the tunable range is over 100 nm. Competition effect, influence of gain and loss, temporal characteristics are discussed.

Key words pulse, Ti·Sapphire laser, two-wavelength, tunable.