

# LD 端面抽运 Nd :YAG 1319 nm/1338 nm 双波长激光器研究\*

刘 欢<sup>1)†</sup> 姚建铨<sup>1)‡</sup> 郑芳华<sup>1)‡</sup> 路 洋<sup>1)‡</sup> 王 鹏<sup>1)‡</sup>

1) 天津大学精仪学院激光与光电子研究所, 天津 300072)

2) 教育部光电信息技术科学重点实验室, 天津 300072)

(2007 年 3 月 15 日收到 2007 年 5 月 15 日收到修改稿)

从 LD 端面抽运固体激光器的激光阈值公式出发, 建立了双波长激光同时振荡的阈值条件, 理论计算了腔镜对于两个波长的透过率关系, 实现了 LD 端面抽运 Nd :YAG 1319 nm/1338 nm 双波长激光连续和准连续输出. 双波长激光连续输出功率可达 6 W, 斜效率为 30%, 准连续输出功率在重复频率 50 kHz 时可达 4.75 W, 斜效率为 24.73%. 脉冲宽度为 55.05 ns, 腔内插入布儒斯特片, 在重复频率为 50 kHz 时, 双波长激光准连续线偏振输出功率可达 2.22 W, 不稳定性小于 0.52%,  $M^2$  因子仅为 1.16. 这两条非常接近的谱线为进一步通过非线性光学差频方法获得高相干性太赫兹波提供了实验基础.

关键词: 端泵 Nd :YAG 激光器, 1319 nm/1338 nm 双波长, 声光调 Q, 太赫兹波

PACC: 4260B, 4260D, 4260F, 9580G

## 1. 引 言

太赫兹波 (THz 波) 通常是指频率在 0.1—10 THz (1 THz =  $10^{12}$  Hz) 范围内的电磁波, 在电磁波谱上位于微波和红外线之间, 即处于电子学与光子学的交叉区域. THz 波所处的特殊位置使其具有许多优越的特性<sup>[1]</sup>. 这些特性使它在医学成像、光谱分析、天文学、大气和环境科学、物理化学、公共安全等研究领域具有广阔的应用前景和应用价值<sup>[1,2]</sup>. THz 波的产生是 THz 领域的关键技术之一<sup>[2-5]</sup>. 实现 THz 波的方法很多, 总体上分为电子学和光子学两种方法. 在光子学领域, 非线性光学差频方法是获取高功率、低成本、便携式、室温运转 THz 波的主要方法之一. 近年来受到国内外研究人员的广泛关注<sup>[6-9]</sup>.

很多增益介质都有多条跃迁谱线, 只要进行合理的谐振腔设计, 就可以在腔内同时产生两个甚至两个以上的波长振荡<sup>[10-14]</sup>. 其中 Nd :YAG 晶体以其优秀的物理化学性质和激光特性而最具代表性. 以 Nd :YAG 晶体为激光增益介质, 不仅能够获得高功

率的 1064 nm, 1319 nm 和 946 nm 波长的激光输出, 还可以获得高功率的多波长激光输出. 目前相关文献的报道主要是关于 1064 nm 和 946 nm, 1064 nm 和 1319 nm, 1319 nm 和 1338 nm 等双波长激光输出<sup>[15-17]</sup>.

本文研究的双波长激光谱线分别是  $R_2-X_1$  跃迁, 辐射波长为 1318.8 nm;  $R_2-X_3$  跃迁, 辐射波长为 1338.2 nm. 已有的关于这两个波长同时输出的报道基本上是围绕侧面抽运 Nd :YAG 展开的<sup>[17-19]</sup>. 本文进行了 LD 端面抽运 Nd :YAG 1319 nm/1338 nm 双波长激光器的实验研究. 双波长激光连续输出功率最高达到 6 W, 光光转换效率为 27.78%, 斜效率为 30%. 采用声光调 Q 技术, 在重复频率 50 kHz 时, 双波长激光准连续输出功率最高达到 4.75 W, 光光转换效率为 21.99%, 斜效率为 24.73%. 在腔内插入布儒斯特片, 实现了双波长激光准连续线偏振输出, 输出功率在重复频率为 50 kHz 时最高达到 2.22 W, 不稳定性小于 0.52%,  $M^2$  因子为 1.16. 这两条非常接近的谱线为进一步通过非线性光学差频方法获得高相干性太赫兹波提供了实验基础.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10474071) 和教育部博士点基金 (批准号: 20040056010) 资助的课题.

† E-mail: maggielh@163.com

## 2. LD 端面抽运 Nd:YAG 双波长激光理论计算

对于 LD 端面抽运固体激光器,激光阈值公式为

$$P_{th,i} = \frac{\ln(1/R_i) + L_i}{2l\eta_{Q,i}} \frac{h\nu_p}{\sigma_i\tau_i} \times \frac{1}{\iiint s_i(r,z)r_p(r,z)dv}, \quad (1)$$

$$i = 1, 2,$$

式中,  $l$ ,  $L_i$ ,  $\eta_{Q,i}$ ,  $\sigma_i$ ,  $\tau_i$ ,  $s_i(r,z)$ ,  $r_p(r,z)$ ,  $R_i$  分别为激光棒的长度, 激光器在第  $i$  条谱线处的腔内固有损耗, 第  $i$  条谱线对应的量子效率, 第  $i$  条谱线的受激发射截面, 第  $i$  条谱线上能级的荧光寿命, 第  $i$  条谱线的归一化激光腔模的强度分布, 归一化抽运光强度在激光增益介质内的分布, 谐振腔中输出镜对第  $i$  条激光谱线的反射率. 这里我们假设输入镜对两个激光波长的反射率均为 100%.

为了使两条谱线能够同时实现振荡, 必须使激光器在这两条谱线处具有相同的阈值, 即  $P_{th1} = P_{th2}$ , 于是有

$$\ln\left(\frac{1}{R_2}\right) = \left[ \frac{\eta_{Q,2}\sigma_2}{\eta_{Q,1}\sigma_1} \frac{\iiint s_2(r,z)r_p(r,z)dv}{\iiint s_1(r,z)r_p(r,z)dv} \right] \times \left[ \ln\left(\frac{1}{R_1}\right) + L_1 \right] - L_2. \quad (2)$$

考虑到两个波长相差很小, 我们做如下假设: 近似认为两个波长的量子效率相同, 谐振腔在两个波长处的腔内固有损耗相同, 两个波长具有相同的归一化激光腔模强度分布. 因此 (2) 式简化为

$$\ln\left(\frac{1}{R_{1338\text{ nm}}}\right) = \frac{\sigma_{1338\text{ nm}}}{\sigma_{1319\text{ nm}}} \times \left[ \ln\left(\frac{1}{R_{1319\text{ nm}}}\right) + L \right] - L. \quad (3)$$

我们采用文献[20]报道的 1319 nm 和 1338 nm 激光谱线的发射截面, 分别为  $\sigma_{1319} = 0.87 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{1338} = 0.92 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ . 谐振腔在两个波长处的腔内固有损耗  $L$  均为 0.005. 根据 (2) 式计算得出  $R_{1319\text{ nm}}$  随  $R_{1338\text{ nm}}$  的变化关系, 如图 1 所示. 从图 1 可知,  $R_{1338\text{ nm}}$  随着  $R_{1319\text{ nm}}$  的增大而线性增大, 并且两个反射率非常接近. 当  $R_{1319\text{ nm}}$  略高于  $R_{1338\text{ nm}}$  时, 双波长激光就能满足同时振荡的条件. 由于镀膜工艺的限制, 我们认为只要输出镜对这两个波长的透过率基本相

当就可以产生双波长激光输出. 实验中采用的输出镜的透过率为 10.282% @ 1319 nm 和 9.759% @ 1338 nm. 该参数和理论计算结果有些差异, 实验中我们也发现由于 1338 nm 的透过率稍低一些, 因此 1338 nm 的激光振荡要比 1319 nm 的激光振荡稍强烈一些.

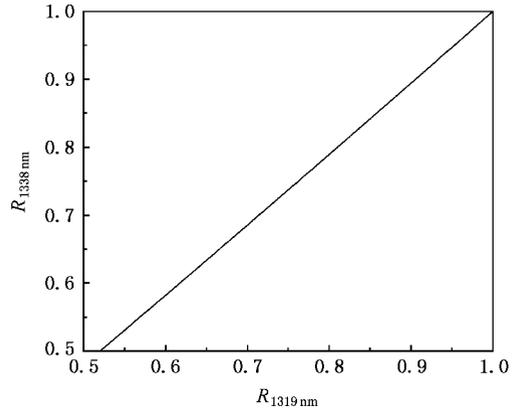


图 1 输出镜上 1319 nm 谱线的反射率与 1338 nm 谱线的反射率的关系

## 3. 实验和结果分析

首先, 我们进行 LD 端面抽运 Nd:YAG 1319 nm/1338 nm 同时振荡双波长连续运转激光器的实验研究. 我们采用的谐振腔结构为平凹直腔, 腔长为 20 mm. 实验装置如图 2 所示. 采用德国 LIMO 公司生产的波长为 808 nm 的光纤输出半导体激光器作为抽运源, 最大输出功率为 30 W, 光纤芯径为 400  $\mu\text{m}$ , 数值孔径为 0.22. 光学耦合系统可以将抽运光聚焦成直径约为 320  $\mu\text{m}$  的光斑, 对 808 nm 激光的透过率大于 90%. 采用的激光晶体是键合 Nd:YAG 晶体, 晶体尺寸为  $\phi 3 \text{ mm} \times (3.8 + 10.2 + 3.8) \text{ mm}$ , 两端 3.8 mm 为非掺杂区, 中间 10.2 mm 为掺杂区, 掺杂浓度为 1.1%, 晶体表面镀有对 1319 nm, 1338 nm 和 1064 nm 高透的膜层. 输入镜为平凹镜, 曲率半径为 300 mm, 对 1319 nm 和 1338 nm 的反射率均高于 99%, 但在输入镜上没有镀有对 808 nm 激光高透的膜层, 实验中经测量可知输入镜对 808 nm 激光的透过率大于 70%. 输出镜为平面镜, 对 1319 nm 和 1338 nm 的透过率分别为 10.282% 和 9.759%. 为了抑制 1064 nm 的寄生振荡, 输入镜和输出镜对 1064 nm 激光的透过率均大于 75%. LD 抽运源恒温为 15  $^{\circ}\text{C}$ , Nd:YAG 晶体恒温为 12  $^{\circ}\text{C}$ .

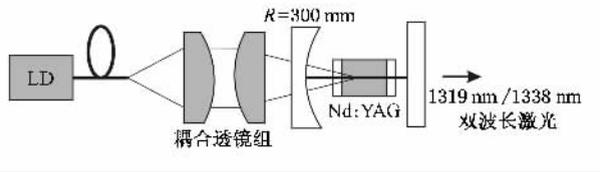


图2 双波长激光连续运转的实验结构示意图

实验中,激光晶体由铜片紧紧包裹置于紫铜材质的热沉中.在晶体温度为 $12\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时,我们测量了形成和未形成谐振腔的条件下晶体对抽运光的吸收功率.结果如图3所示.从图中可知,二者在低抽运情况下,小于 $10\text{ W}$ 抽运时,完全一致,但在大于 $10\text{ W}$ 抽运情况下,虽然曲线走势相似,但二者有近 $1\text{—}2\text{ W}$ 的差别.在形成谐振腔时,晶体的吸收功率要大于没有谐振腔时的吸收功率,并且我们认为该条件下的测量结果同激光器实际运转的情况更为接近.

采用离子扩散键合的增益介质可以有效缓解热效应,消除热致端面弯曲的影响,使端面抽运固体激光器中的热效应减小 $40\%$ 以上<sup>[21]</sup>.另外,它可以使激光增益介质的热破裂阈值提高 $1.5$ 倍左右,增加获得高功率激光输出的可能性<sup>[22]</sup>.我们对不同抽运功率下键合Nd:YAG晶体的热透镜焦距进行了测量.测量方法采用谐振腔稳定性法.测量结果如图4所示,实点为实验测量值,实线为拟合曲线.同普通Nd:YAG晶体相比,在相同的注入抽运功率下,键合晶体有较大的热透镜焦距.这有利于高功率、高光束质量激光的获取.

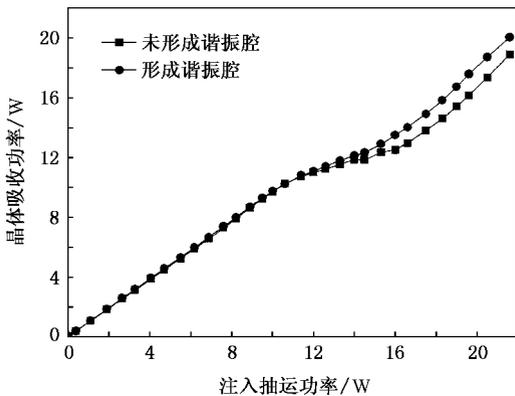


图3 晶体吸收功率随注入抽运功率变化曲线

由于抽运光的光斑直径( $320\text{ }\mu\text{m}$ )和激光腔模直径(约 $200\text{ }\mu\text{m}$ )都比较小,因此激光阈值很低,当注入抽运功率(本文所述的注入抽运功率均指抽运光通过输入镜后的功率)为 $1.9\text{ W}$ 时, $1319\text{ nm}/1338\text{ nm}$ 双

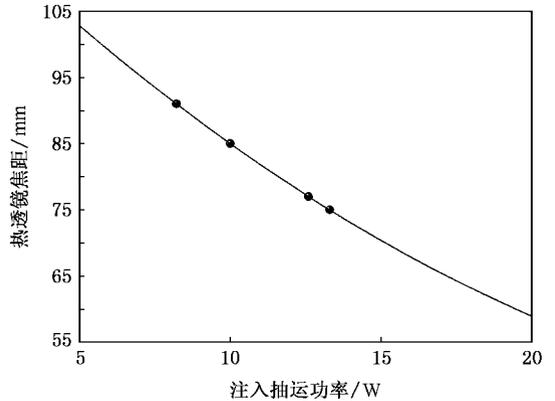


图4 晶体热透镜焦距与注入抽运功率的关系

波长激光开始振荡.双波长激光连续输出特性如图5所示.当注入抽运功率为 $21.6\text{ W}$ 时,我们获得了最高 $6\text{ W}$ 的连续激光输出,光光转换效率为 $27.78\%$ ,斜效率为 $30\%$ .在整个抽运功率的增加过程中,通过光纤光谱仪对双波长激光输出的光谱进行了监测,没有发现 $1064\text{ nm}$ 激光振荡,说明Nd:YAG晶体和谐振腔镜的镀膜能够有效抑制 $1064\text{ nm}$ 的激光振荡.

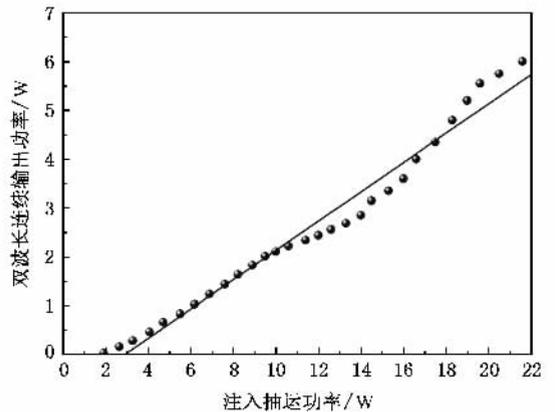


图5 双波长激光连续输出功率与注入抽运功率的关系

考虑到双波长激光连续输出功率达到 $6\text{ W}$ 时,半导体激光器的输出功率同时达到最大值 $30\text{ W}$ ,为了防止半导体激光器的损坏,我们在半导体激光器输出功率 $28\text{ W}$ ,注入抽运功率 $19\text{ W}$ ,双波长激光连续输出功率为 $5.2\text{ W}$ 时观察双波长激光的输出光谱,各个波长的线宽,并测量输出功率的短期不稳定性.双波长激光光谱图如图6(a)所示.实验中通过光纤光谱仪对激光输出光谱进行观察,没有发现两个波长激光的相对幅度有较大波动. $1319\text{ nm}$ 的线宽为 $0.16\text{ nm}$ ,如图6(b)所示, $1338\text{ nm}$ 的线宽为 $0.22$

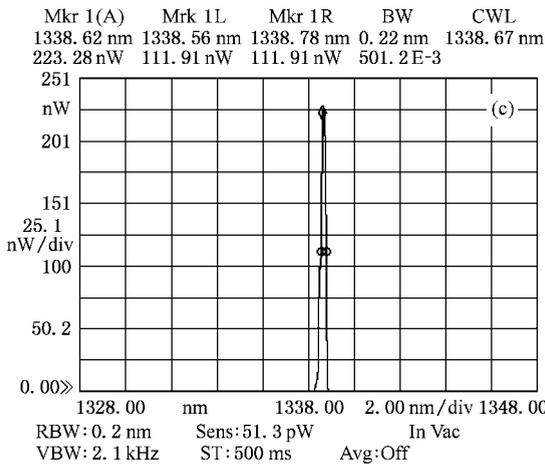
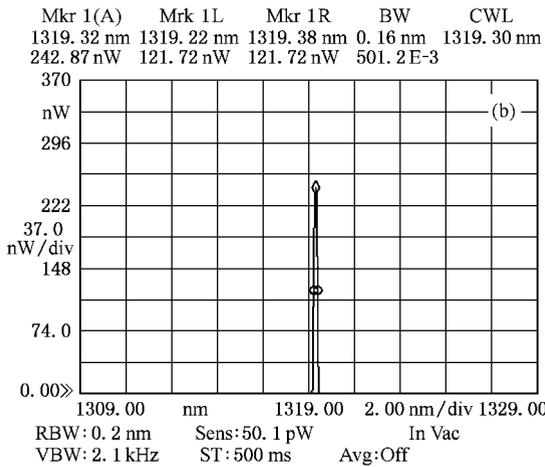
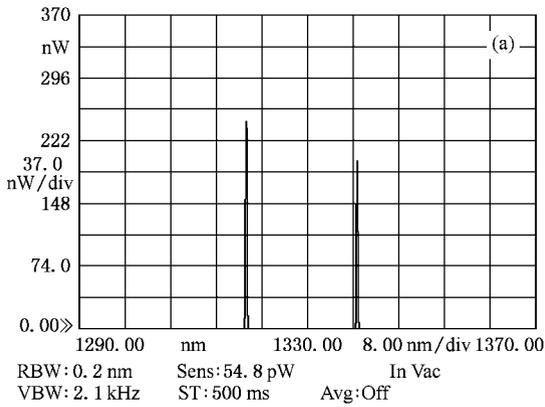


图 6 双波长激光连续输出光谱图 (a)双波长激光光谱图 (b) 1319 nm 激光光谱图 (c)1338 nm 激光光谱图

nm 如图 6(c) 所示.同时,我们对双波长激光连续输出功率的短期不稳定性进行了实验分析,每隔 1 min 读取一个输出功率,在 20 min 内,输出功率的不稳定度为

$$\Delta P/\bar{P} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (P_i - \bar{P})^2}{n-1}} \cdot \frac{1}{\bar{P}} \approx 0.96\% \quad (n = 20).$$

图 7 给出了 20 min 之内的输出功率稳定性曲线.另外,将输入镜换为一块平镜,其他实验条件不变,可以获得最高 5.85 W 的输出功率,比采用凹面镜为输入镜时的输出功率略低.

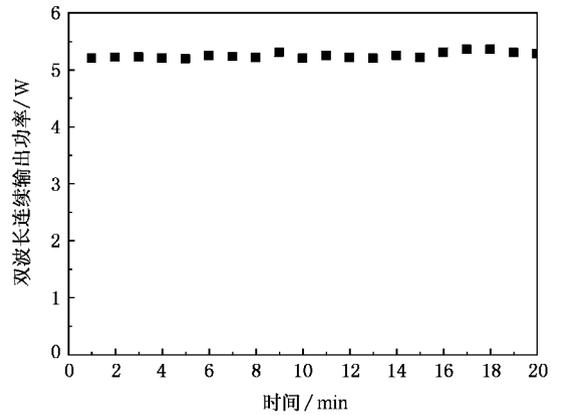


图 7 双波长激光连续输出功率为 5.2 W 时的功率稳定性

为了获得较高的峰值功率,我们采用声光调 Q 技术,进行双波长激光准连续运转的实验工作.我们仍采用平凹直腔结构,如图 8 所示,腔长为 46 mm.输入镜、输出镜和抽运源均不变.声光 Q 开关 (QSCSU-10/Q) 重复频率从 1—50 kHz 可调.

声光 Q 开关重复频率为 50 kHz 时,双波长激光准连续运转的输出特性如图 9 所示.当注入抽运功率为 21.6 W 时,双波长激光准连续输出功率达到 4.75 W,光光转换效率为 21.99%,斜效率为 24.73%.在注入抽运功率 19 W 时观察双波长激光光谱,各个波长的谱线宽度,输出功率的短期不稳定性以及在不同重复频率下输出功率和脉冲宽度的变化.双波长激光准连续输出光谱如图 10(a)所示.

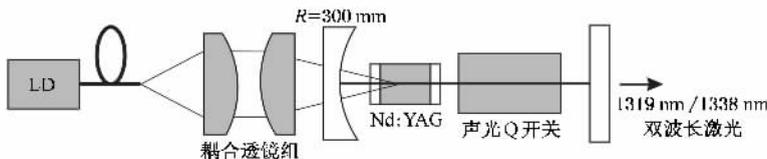


图 8 双波长激光准连续运转的实验结构示意图

1319 nm 的激光谱线宽度为 0.14 nm ,如图 10( b ) 所示 ,1338 nm 的激光谱线宽度为 0.16 nm ,如图 10( c ) 所示 .同时 ,我们对准连续输出功率的短期不稳定性进行了实验分析 ,在 20 min 内 ,输出功率不稳定性小于 0.29% ,如图 11 所示 .我们使用功率计和 Tektronix 公司生产的示波器 ,在声光 Q 开关重复频率为 50 kHz ,40 kHz ,30 kHz 时分别测量了输出功率和脉冲宽度 .随着重复频率的降低 ,输出功率逐渐降低 ,分别为 4 W ,3.95 W ,3.89 W 对应的脉冲宽度也不断减少 ,分别为 55.05 ns ,43.62 ns 和 31.82 ns ,如图 12 所示 .另外 ,将输入镜换为平镜 ,其他实验条件不变 ,在重复频率为 50 kHz 时 ,可以获得最高 4.7 W 的准连续输出功率 ,比采用凹面镜为输入镜时的输出功率略低 ,但脉冲在低重复频率下出现拖尾现象 .

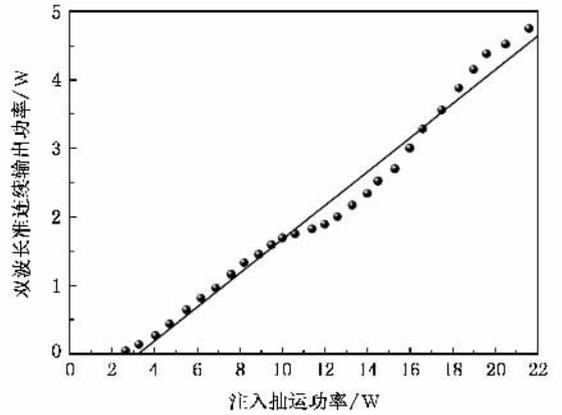


图 9 双波长激光准连续输出功率与注入抽运功率的关系

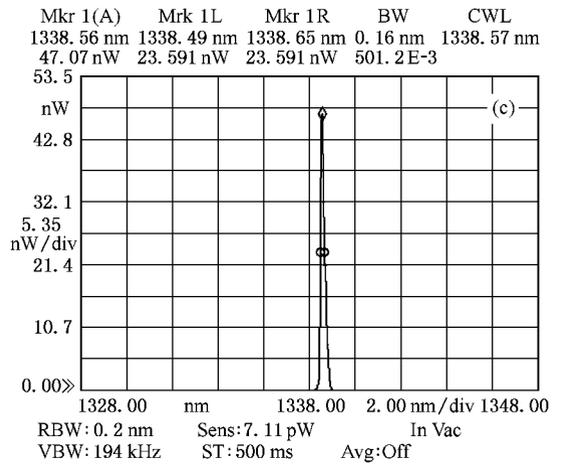
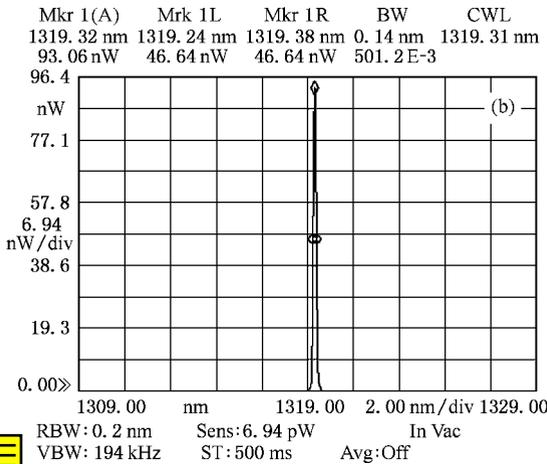
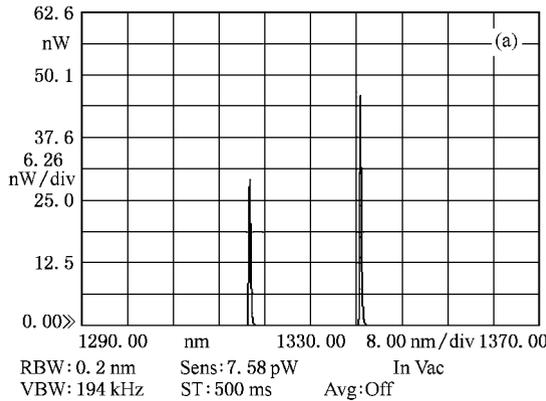


图 10 双波长激光准连续输出的光谱图 ( a )双波长激光光谱图 ( b )1319 nm 激光光谱图 ( c )1338 nm 激光光谱图

由于进一步采用 DAST 差频技术需要线偏振的双波长激光 ,因此我们在腔内插入一块布儒斯特片来实现双波长激光准连续线偏振运转 ,如图 13 所示 .该布儒斯特片以布儒斯特角 (  $56^\circ$  ) 放置于腔内 ,表面镀有对水平偏振 ( p 偏振 ) 光高透 (  $T =$

$98.787\%$  ) 对垂直偏振 ( s 偏振 ) 光高反 (  $T = 1.3151\%$  ) 的膜系 .输入和输出镜均未改变 .腔长为 65 mm .在重复频率 50 kHz 时 ,双波长激光准连续线偏振输出特性如图 14 所示 .当注入抽运功率 21.6 W 时 ,我们获得了最高 2.22 W 的线偏振激光输出 ,偏

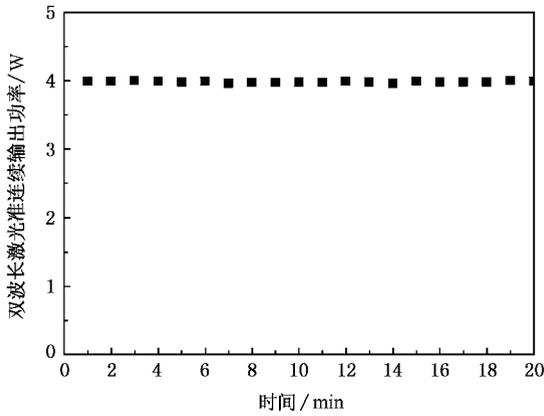


图 11 双波长激光准连续输出功率为 4 W 时的功率稳定性

振度为 0.98 ,光光转换效率为 10.28% ,斜效率为 11.62% .图 15(a) (b) 分别给出了注入抽运功率 19 W、重复频率 50 kHz 输出功率 2.17 W 时的双波长激光光谱图及脉冲形状图. 1319 nm 和 1338 nm 激光的谱线线宽分别为 0.23 nm 和 0.22 nm. 脉冲宽度为 71.91 ns.

实验中 ,我们采用双曲线拟合法测量了双波长激光准连续线偏振输出功率为 2.17 W 时的  $M^2$  因子<sup>[23]</sup>.

将输出光束用  $f = 100$  mm 的聚焦镜聚焦后 ,在焦点附近测得实验数据. 设输出耦合镜面为坐标原点  $z = 0$  ,我们给出拟合曲线 ,如图 16 所示 ,并得到拟合系数. 根据计算公式<sup>[23]</sup>得出  $M^2$  因子为 1.16 ,

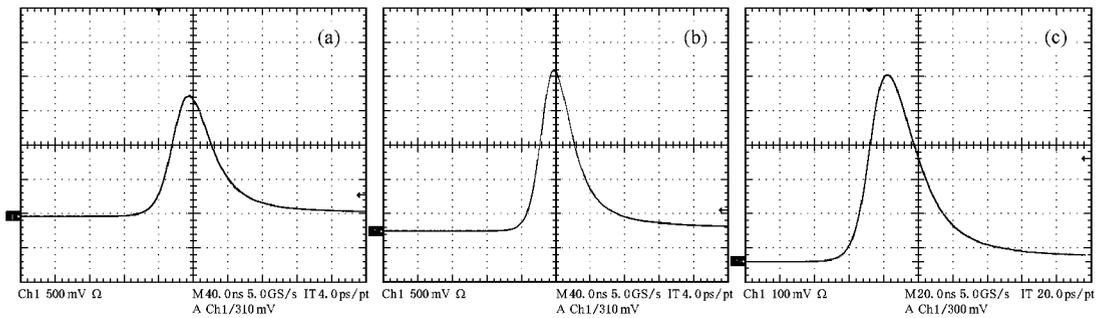


图 12 注入抽运功率 19 W 时 ,在不同重复频率下 ,双波长激光准连续输出脉冲图 ( a) 50 kHz ( b) 40 kHz ( c) 30 kHz

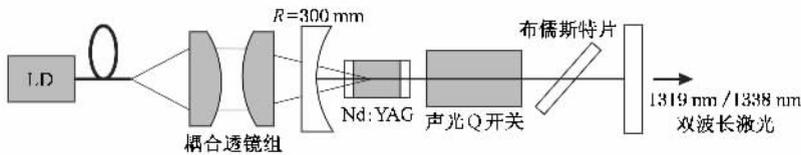


图 13 双波长激光准连续、线偏振运转的实验结构示意图

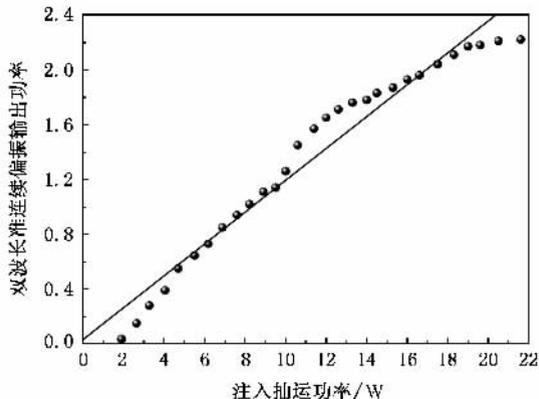


图 14 双波长激光准连续线偏振输出功率与注入抽运功率的关系

$\omega_0 = 141 \mu\text{m}$  ,束腰位置到原点的距离为 423 mm ,发散角为 0.00726 rad( 0.416° ). 测量结果表明双波长激光达到基模运转 ,光束质量令人满意.

另外 ,我们对双波长激光准连续线偏振输出功率的短期不稳定性进行了实验测量 ,在 20 min 内 ,输出功率不稳定性小于 0.52% .

实验中我们使用的是 Nd :YAG 键合晶体 ,热透镜效应得到改善 ,双波长激光输出稳定性高 ,模式良好. 但相比于我们学科组以前使用普通晶体得到的实验结果<sup>[24]</sup> ,采用键合晶体获得的双波长激光连续输出的最高功率、光光转换效率和斜效率没有达到预期的结果. 主要原因是激光晶体的尺寸和耦合

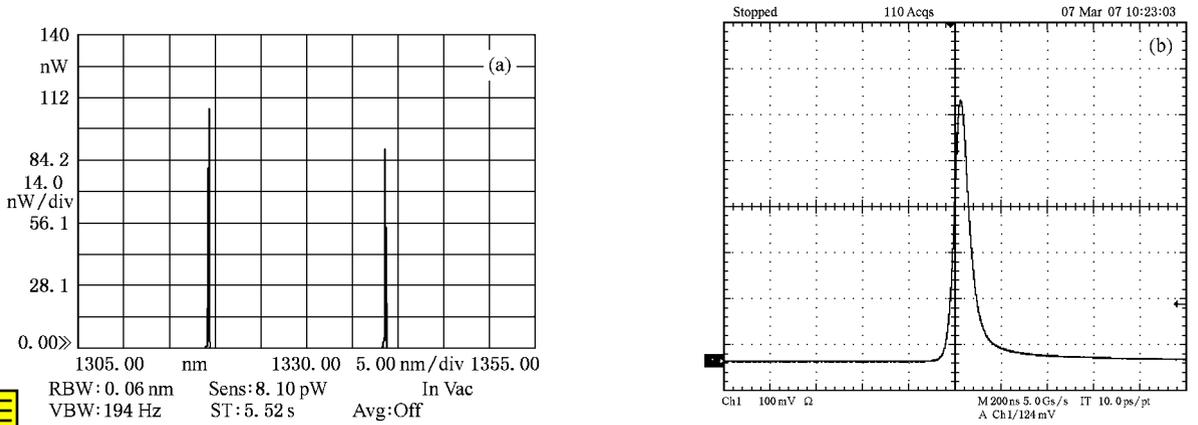


图 15 (a) 双波长激光连续线偏振输出光谱图 (b) 双波长激光连续线偏振输出脉冲形状图

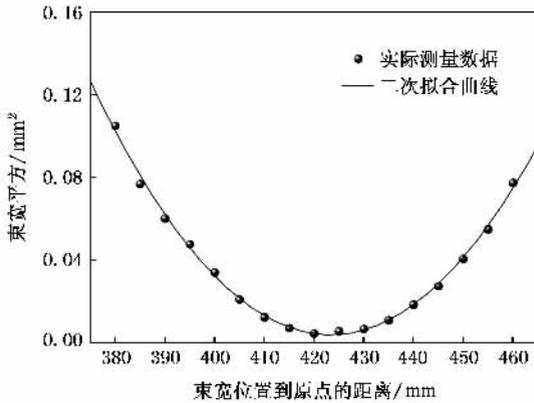


图 16 束宽平方与束宽位置到原点距离的关系图

透镜的参数不匹配,导致抽运光并没有完全耦合进入晶体中,存在切光现象.下一步我们计划采用长焦距的耦合透镜或具有合适参数的键合晶体以提高双波长激光输出的各项指标.

### 4. 结 论

本文从 LD 端面抽运固体激光器的激光阈值公式出发,建立了双波长激光同时振荡的阈值条件,理论计算了腔镜对于两个波长的透过率关系,实现了 LD 端面抽运 Nd :YAG 1319 nm/1338 nm 双波长激光连续和准连续输出.双波长激光连续输出功率最高达到 6 W,光光转换效率 27.78%,斜效率 30%,不稳定性小于 0.96%.双波长激光准连续输出功率在重复频率为 50 kHz 时最高达到 4.75 W,光光转换效率为 21.99%,斜效率为 24.73%,不稳定性小于 0.29%,脉冲宽度为 55.05 ns.在腔内插入布儒斯特片,实现了双波长激光准连续线偏振输出.输出功率在重复频率为 50 kHz 时最高达到 2.22 W,不稳定性小于 0.52%, $M^2$  因子仅为 1.16,双波长激光输出稳定性高,模式良好.实验结果达到国内领先水平.利用这两条非常接近的谱线,可以进一步通过非线性光学差频方法获得 3.23 THz 的高相干性太赫兹波.

[ 1 ] Siegel P H 2002 *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.* **50** 910

[ 2 ] Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, Beere H E, Linfield E H, Davies A G, Ritchie D A, Iotti R C, Rossi F 2002 *Nature* **417** 156

[ 3 ] Sherwin M 2002 *Nature* **420** 131

[ 4 ] Weiss C, Torosyan G, Avetisyan Y, Beigang R 2001 *Opt. Lett.* **26** 563

[ 5 ] Wu L, Zhang X C, Auston D H 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 1784

[ 6 ] Shi W, Ding Y J 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 848

[ 7 ] Taniuchi T, Shikata J, Ito H 2000 *Electron. Lett.* **36** 1414

[ 8 ] Taniuchi T, Okada S, Nakanishi H 2004 *Electron. Lett.* **40** 60

[ 9 ] Shi W, Ding Y J, Fernelius N, Vodopyanov K 2002 *Opt. Lett.* **27** 1454

[ 10 ] Shen H Y, Su H 1999 *Journal of Appl. Phys.* **86** 6647

[ 11 ] Shen H Y, Lin W X, Zeng R R, Zhou Y P, Yu G F, Huang C H, Zeng Z D, Zhang W L, Wu R F, Ye Q J 1993 *Appl. Opt.* **32** 5952

[ 12 ] Wang C Q, Chow Y T, Yuan D R, Xu D, Zhang G H, Liu M G, Lu J R, Shao Z S, Jiang M H 1999 *Opt. Commun.* **165** 231

[ 13 ] Lin W X, Shen H Y 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 667 ( in Chinese ) [ 林文雄、沈鸿元 1999 物理学报 **48** 667 ]

[ 14 ] Chen Y F 2000 *Appl. Phys. B* **70** 475

- [ 15 ] Li P X , Li D H , Li C Y , Zhang Z G 2004 *Chin. Phys.* **13** 1689
- [ 16 ] Zhang Q , Yao J Q , Wen W Q , Liu H , Ding X , Zhou R 2006 *Chin. Journal of Lasers* **33** 577 ( in Chinese ) [ 张 强、姚建铨、温伍麒、刘 欢、丁 欣、周 睿 2006 中国激光 **33** 577 ]
- [ 17 ] Ardhendu S , Aniruddha R , Sourabh M , Nandita S , Prasanta K D , Pranab K D 2006 *Opt. Express* **14** 4721
- [ 18 ] Wei Y , Zhang G , Huang C H , Huang L X , Wei M , Shen H Y 2005 *Laser & Infrared* **35** 164 ( in Chinese ) [ 魏 勇、张 戈、黄呈辉、黄凌雄、位 民、沈鸿元 2005 激光与红外 **35** 164 ]
- [ 19 ] Wei Y , Zhang G , Huang C H , Huang L X , Wei M 2006 *Opt. & Laser Tech.* **38** 173
- [ 20 ] Singh S , Smith R G , Van Uitert L G 1974 *Phys. Rev. B* **10** 2566
- [ 21 ] MacDonald M P , Graf T , Balmer J E , Weber H P 2000 *Opt. Commun.* **178** 383
- [ 22 ] Pollnau M , Hardman P J , Kern M A , Clarkson W A , Hanna D C 1998 *Phys. Rev. B* **58** 16076
- [ 23 ] Lü B D 2003 *Laser Optics—Beam Characterization , Propagation and Transformation , Resonator Technology and Physics* ( Beijing : Higher Education Press ) p83 ( in Chinese ) [ 吕百达 2003 激光光学—光束描述、传输变换与光腔技术物理 ( 北京 : 高等教育出版社 ) p83 ]
- [ 24 ] Zhou R , Wen W Q , Cai Z Q , Ding X , Wang P , Yao J Q 2005 *Chin. Opt. Lett.* **3** 597

## A dual-wavelength diode-end-pumped Nd :YAG laser operating simultaneously at 1319 nm and 1338 nm \*

Liu Huan<sup>1,2)</sup> Yao Jian-Quan<sup>1,2)</sup> Zheng Fang-Hua<sup>1,2)</sup> Lu Yang<sup>1,2)</sup> Wang Peng<sup>1,2)</sup>

<sup>1</sup> Institute of Laser and Optoelectronics , College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering , Tianjin University , Tianjin 300072 , China )

<sup>2</sup> Key Laboratory of Optoelectric Information Science and Technology , Ministry of Education , Tianjin University , Tianjin 300072 , China )

( Received 15 March 2007 ; revised manuscript received 15 May 2007 )

### Abstract

Based on the lasing threshold equation of a diode-end-pumped Nd :YAG laser , the threshold condition of simultaneous dual-wavelength lasing is determined and the relationship between the transmission ratios of the output mirror corresponding to the two wavelengths is calculated . A simultaneous dual-wavelength continuous wave ( cw ) or quasi-cw diode-end-pumped Nd :YAG laser operating at 1319 nm and 1338 nm has been demonstrated . A total cw output power of 6 W was achieved at a pump power of 21.6 W with a slope efficiency of 30% . And a total quasi-cw output power of 4.75 W was obtained at a pump power of 21.6 W and a pulse repetition rate of 50 kHz , with a slope efficiency of 24.73% , and the corresponding pulse width was 55.05 ns . Inserting a Brewster plate in the cavity and the highest linearly polarized wave output power was boosted up to 2.22 W at a pulse repetition rate of 50 kHz . The instability of the output power was less than 0.52% and the beam quality  $M^2$  factor was as low as 1.16 at the linearly polarized wave output power of 2.17W . The simultaneous dual-wavelength laser provides an experimental basis for generating highly coherent terahertz wave radiation of 3.23 THz by nonlinear optical difference frequency method .

**Keywords** : end-pumped Nd :YAG laser , 1319 nm/1338 nm dual-wavelength , acoustic-optic Q-switched , terahertz wave

**PACC** : 4260B , 4260D , 4260F , 9580G

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10474071 ) and the Ph. D. Programs Foundation of Ministry of Education of China ( Grant No. 20040056010 ).